

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky

Bohumil Kučera

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

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky, Vol. 41 (1912), No. 2, 160--181

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/123841>

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>

Vedení elektřiny v hustých plynech.

Elementární theorie a měrné metody.

Napsal prof. Dr. Bohumil Kučera v Praze.

(Pokračování.)

Měření pohyblivosti iontů.

§ 37. Jednoduchá metoda k určení součtu absolutních pohyblivostí iontů plyne z měření doby T , za kterou klesne původní počet iontů v objemové jednotce na polovici. Pro proudovou hustotu slabého (Ohmova) proudu jsme měli dle rovnice (10), kde píšeme za n nyní n_0 ,

$$i = n_0 e \cdot \frac{V}{l} (U_1 + U_2).$$

Můžeme však dosaditi za $n_0 = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$; dělíme-li i hustotou nasyceného proudu $J = Nel$ a dosadíme-li ve výsledku dle rovnice (24, b) $T = \frac{1}{\sqrt{N\alpha}}$, dostáváme definitivně

$$\frac{i}{J} = T (U_1 + U_2) \frac{V}{l^2},$$

kdež vše mimo $(U_1 + U_2)$ známe, takže lze součet pohyblivostí z měření určit. Jak je patrné, jest potřebí jak k určení T , tak i k určení podílu $\frac{i}{J}$ měřiti elektr. množství a proudy pouze relativně, což jest výhodou metody.

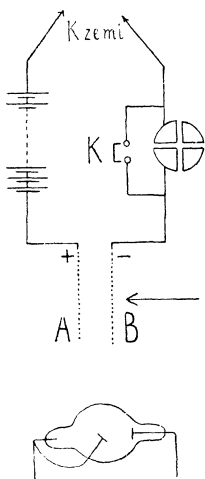
Poznámka: Určíme-li z hustoty nasyceného proudu součin $Ne = \frac{J}{e}$, plyne z měření poločasu

$$T = \frac{1}{\sqrt{N\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{\alpha}{e} \sqrt{eN}}}$$

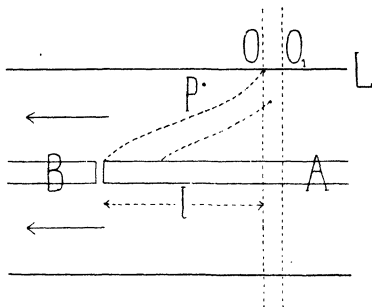
hodnota pro podíl $\frac{\alpha}{e}$, již ostatně lze určit také dle identické rovnice

$$eN = \frac{\alpha}{e} (en_0)^2, \text{ neboť } \alpha n_0^2 = N \text{ dle (22).}$$

§ 31. *Methoda Zelenyho. Zeleny* (Phil. Mag. 46, 120. 1898) prvý změřil absolutní pohyblivost každého druhu iontů zvlášť methodou velmi zajímavou, schematicky znázorněnou obr. 7.



Obr. 7.



Obr. 8.

Mezi deskami *A* a *B* z drátěné sítě ionisuje se vzduch na př. Röntgenovou trubicí. Síť *A* spojena je s + pólem batterie o vysokém napětí, jejíž druhý pól jest spojen se zemí, síť *B* pak s jedním párem kvadrantů elektrometru, jehož druhý pár rovněž jest spojen se zemí. Oba páry kvadrantů lze spojit na krátko. Elektrickým polem, vznikajícím mezi *A* a *B*, ženou se pozitivní ionty k desce *B*, negativní k desce *A*. Vtip metody Zelenyho spočívá pak v tom, že se ve směru silo-křivek pole prohání mezi deskami vzduchový proud známé rychlosti. Jež znázorňuje šipka v obr. 7. Tento proud vede pozitivné ionty zpět k desce *A*, takže má-li tento proud právě stejnou rychlost, jakou mají v daném poli pozitivné ionty, nedostane se žádný z nich na desku *B*, a byl-li elektrometr před pokusem spojen se zemí, tedy na potenciálu nullovém, nezvýší se po vypnutí klíče *K* jeho potenciál, elektrometr se nenabíjí. Toho docílíme buď zvyšováním rychlosti vzduchového proudu nebo snižováním intensity elektr. pole mezi deskami. Ze známé

rychlosti vzduchového proudu, napětí batterie a vzdálenosti desk vypočte se rychlost pozitivního iontu v poli 1 Volt/cm. Potom spojí se deska *A* s negativním pólem batterie a provede se totéž měření pro ionty negativní.

Této metody užil v citované práci *Zeleny* pouze k měření poměru obou rychlostí, z nichž jest rychlost negativního iontu vždy větší.

§ 32. V pozdější práci užil *Zeleny* (Phil. Trans. *A* 195, 193. 1900) proudu vzduchového kolmého k silokřivkám el. pole.

Plyn proudí se stálou rychlostí trubicí *L* (obr. 8.), jež jest opatřena centrální elektrodou, rozdělenou na dvě části *A* a *B*. Mezi vnější trubicí a elektrodou lze utvořit elektrické pole a měřiti nasycený proud mezi trubicí a elektrodou *B*. V jistém místě *O* lze aluminiovým pásem trubice pustiti dovnitř úzký svazek Röntgenových paprsků *OO*, kolmý na osu trubice. Na ionty takto v plynu vzniklé působí dvě síly: Jednak unáší je proud plynu podél trubice, jednak se pohybují ve směru kolmém na osu následkem radiálního elektrického pole v mezi-válci. Intensita pole na vzdálenosti *r* od osy jest

$$F = \frac{V}{r \cdot \log \frac{b}{a}},$$

kdež *V* je potenc. difference mezi trubicí a elektrodou, *b* je vnitřní poloměr trubice a *a* poloměr válcovité elektrody. Je-li *v* rychlost plynového proudu v trubicí ve vzdálenosti *r* od osy a označíme-li koordinatou *x* směr osy, pak platí

$$\frac{dx}{dt} = v$$

a pro ion pohybující se směrem k elektrodě, třeba ion pozitivní — je-li potenciál elektrody nižší než trubice —

$$\frac{dr}{dt} = - U_1 F = - \frac{U_1 V}{r \cdot \log \frac{b}{a}}.$$

Z toho plyne

$$\frac{dx}{dr} = - \frac{v \cdot r \cdot \log \frac{b}{a}}{U_1 V}$$

a pro posunutí x ve směru osy při proběhnutí celé vzdálenosti od vnitřní stěny trubice až k elektrodě

$$x = - \frac{\log \frac{b}{a}}{U_1 V} \int_b^a v r dr.$$

Ale objem plynu \mathcal{A} procházející za vteřinu každým průřezem je

$$\Delta = \int_a^b v \cdot 2\pi r \cdot dr, \quad \text{takže } x = \frac{\Delta \cdot \log \frac{b}{a}}{2\pi U_1 V}.$$

Zvolme pot. diferenci V takovou, aby ionty od samé stěny trubice pocházející právě ještě skončily svou dráhu na elektrodě A ; všechny ionty z míst bližších elektrodě dopadnou na ni ještě dříve (viz vyobr. 8. čarkované trajektorie iontů). V tom případě patrně neobdržíme u elektrody B žádného proudu. Zmenšíme-li V , dopadnou některé ionty na B a tam nastává proud.

Označíme-li délku elektrody A od místa, kde dopadá záření až ku konci l , a pot. diferenci, za níž proud u B právě přestává V_1 , platí patrně

$$l = \frac{\mathcal{A} \cdot \log \frac{b}{a}}{2\pi U_1 V_1}, \quad \text{z čehož } U_1 = \frac{\Delta \cdot \log \frac{b}{a}}{2\pi l V_1}.$$

Podobně obrácením směru pole lze určit pohyblivost iontů negativních

$$U_2 = \frac{\mathcal{A} \cdot \log \frac{b}{a}}{2\pi l V_2}.$$

Předpokladem metody jest, že pole není ztelně deformováno přítomností iontů a že se ionty vysílají pouze v rovině omezené O . a nevznikají na př. v místě označeném P . Proto slouží k propouštění Röntgenových paprsků trubice aluminiová a užívá se elektrod aluminiových, u nichž nevzniká průchodem resp. dopadem X -paprsků ztelně ionisující záření sekundární, na všechny strany se šíří.

§ 33. Z výsledků prací Zelenyho uvádíme následující hodnoty rychlostí iontů v poli 1 Volt/cm, t. j. $U_1 \cdot 10^8$ a $U_2 \cdot 10^8$.

Plyn	suchý		vlhký		Teplota
	$U_1 \cdot 10^8$	$U_2 \cdot 10^8$	$U_1 \cdot 10^8$	$U_2 \cdot 10^8$	
Vzduch	1·36 $\frac{cm}{sec}$	1·87 $\frac{cm}{sec}$	1·37 $\frac{cm}{sec}$	1·51 $\frac{cm}{sec}$	14° C
CO ₂	0·76 "	0·81 "	0·82 "	0·75 "	17° "
O ₂	1·36 "	1·80 "	1·29 "	1·52 "	17° "
H ₂	6·70 "	7·95 "	5·30 "	5·60 "	20° "

Intensita ionisace neměla vlivu na rychlosti iontů. Z tabulky je patrné, že je rychlost negativních iontů větší než pozitivních, zvláště v plynech suchých. Vlhkost snižuje pohyblivost iontů a to více u iontů negativních než u pozitivních, takže se také poměr pohyblivostí $\frac{U_2}{U_1}$ stává menším.

§ 34. *Metoda Langevinova.* Jinou velmi vtipnou metodu k určení pohyblivosti iontů udal *Langevin* (Ann. de Chim. et de Phys. 28, 289. 1903). Ionisujeme plyn mezi dvěma rovnoběžnými deskami *A* a *B*, na př. Röntgenovým zářením. V jistém okamžiku zastavme působení ionisatoru a způsobme elektrické pole mezi deskami, takže deska *A* je nabitá kladně a *B* s elektrometrem spojená má potenciál nižší. Tu se počnou kladné ionty hnáti na desku *B*. Po krátkém čase *T* obraťme směr elektrického pole, takže deska *A* je na potenciálu nižším než *B*. V témž okamžiku počne se *B* zápornými ionty nabíjeti záporně, což pokračuje tak dlouho, až se zásoba iontů v prostoru mezi deskami vyčerpá. Byl-li n_0 počet iontů jak kladných tak záporných v okamžiku $t = 0$, když ionisator přestal působit, jsou-li dále *F* el. síla a U_1 a U_2 pohyblivosti iontů, obdrží deska *B* v čase od $t = 0$ do $t = T$ na plošné jednotce počet iontů $n_0 U_1 F T$; předpokladem jest, že pole je tak silné, že rekombi-

nace jsou k zanedbání a dále, že dráha iontů $U_1 FT$ je menší než l , vzdálenost mezi deskami.

V témž čase T odešlo na plošnou jedničku desky A množství negativních iontů $n_0 U_2 FT$ za předpokladu, že $U_2 FT < l$, takže v prostoru AB zůstalo negativních iontů (ve sloupci o průřezu jedničky plošné mezi deskou A a B)

$$n_0 l - n_0 U_2 FT = n_0 (l - U_2 FT).$$

Obrátíme-li pole, odejdou tyto ionty r lesku B . Jest tedy za předpokladu $U_1 FT < l$ a $U_2 FT < l$ množství pozitivního náboje, který se celkem dostane na plošnou jedničku desky B

$$\begin{aligned} Q_1 &= (n_0 U_1 FT - n_0 (l - U_1 FT)) e \\ &= e \{n_0 (U_1 + U_2) FT - n_0 l\}. \end{aligned}$$

Jak již bylo řečeno, platí vše uvedené, pokud

$$T < \frac{l}{U_1 F} \text{ a současně } T < \frac{l}{U_2 F}.$$

Předpokládejme, že je pohyblivost obou druhů iontů nestejná, na př. $U_2 > U_1$. Pak nastane zvětšováním doby T případ, že

$T < \frac{l}{U_1 F}$ ale při tom $T \geq \frac{l}{U_2 F}$, to jest případ, že během doby T odlétnou veškeré negativní ionty na desku A , a po obrácení pole žádné se nedostanou na B . Pak je pozitivní náboj na B

$$Q'_1 = en_0 U_1 FT.$$

Když konečně dalším zvětšováním doby T bude $T > \frac{l}{U_1 F}$,

pak hned před obrácením pole odlétnou všechny pozitivní ionty na B , negativní na A , takže po obrácení pole nenastane žádná další změna. Pak bude náboj jedničky plošné na B

$$Q''_1 = en_0 l.$$

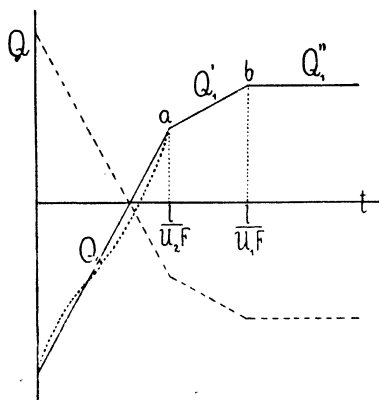
Znáznorníme-li si graficky vztah mezi nábojem Q a časem t , vzniknou tři přímky (v obr. 9. vytažené), protínající se v bodech a a b o abscissách

$$\frac{l}{U_2 F} \text{ a } \frac{l}{U_1 F}.$$

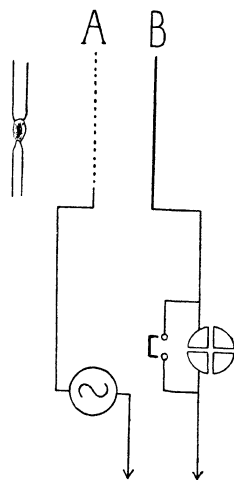
Kdyby $U_1 = U_2$, spadly by průseky a a b v jeden. Čárkované přímky v obrazci znázorňují chod pokusu, jak by se jevil, kdybychom byli začali s polem opačného směru.

Z absciss bodů a a b lze pohyblivosti i jejich poměr snadno určit.

Následkem rekombinace iontů a nestejnosti ionisace mezi A a B není prvá část obrazce (Q_1) přímkou, nýbrž má tvar v diagrammu tečkováním vyznačený. Pro druhý možný případ $U_1 > U_2$ lze provést diskusi dle uvedeného velmi snadně.



Obr. 9.



Obr. 10.

§ 35. *Langevin* studoval touto methodou vliv tlaku plynu na pohyblivosti iontů. V následující tabulce uvádíme jeho čísla pro rychlosti iontů v poli 300 Volt/cm, tedy čísla odpovídající $U_1 \cdot 3 \cdot 10^{10}$ a $U_2 \cdot 3 \cdot 10^{10}$ za různých tlaků p v mm rtuti; plynem byl vzduch.

Mezi tlaky asi $\frac{1}{10}$ až 2 atmosféry vidíme, že u pozitivních iontů se zachovává obrácená úměrnost pohyblivosti s tlakem. U iontů negativních však již za tlaku asi $\frac{1}{3}$ atm. nastává pohyblivost poměrně větší, což svědčí tomu, že se struktura negativního iontu stává za nižších tlaků jednodušší.

p	$U_2 \cdot 3 \cdot 10^{10} = k_2$	$\frac{pk_2}{760}$	p	$U_1 \cdot 3 \cdot 10^{10} = k_1$	$\frac{pk_1}{760}$
75	6560 $\frac{cm}{sec}$	647	75	4430 $\frac{cm}{sec}$	437
200	2204 „	580	200	1634 „	430
415	994 „	530	415	782 „	427
760	510 „	510	760	480 „	420
1420	270 „	505	1420	225 „	425

§ 36. *Methoda Rutherfordova střídavým polem.* V Proceedings of the Cambridge Philosophical Society (9, 401. 1898) udal *Rutherford* velmi přesnou metodu k měření pohyblivosti; hodí se však nezměněna jen tehdy, vznikají-li ionty pouze jediného znamení a to jen na jedné elektrodě. Tento případ nastává, ozáříme-li leštěný kov, obzvláště na př. zinek, ultrafialovým světlem; z kovu vybavují se ionty negativní.

Užívá se následujícího zařízení (obr. 10.): Ze dvou rovnoběžných desek *A* a *B* sestává jedna (*A*) z jemné sítě kovové a jest spojena s jedním pólem alternátoru, zdroje střídavého napětí, jehož druhý pól jest spojen se zemí. Skrze síť *A* dopadá světlo obloukové lampy na desku *B*, zinkovou, dobře leštěnou nebo amalgamovanou. Tato je izolována a spojena s jedním párem kvadrantů elektrometru, jehož druhý pár jest spojen se zemí.

Dopadem ultrafialového světla lampy na desku vznikají negativní ionty; je-li potenciál desky *A* v jistém okamžiku nižší než desky *B*, tedy zůstávají negativní ionty na desce *B*. Obrátí-li se však v nejbližším okamžiku pole, putují ionty ony k desce *A*, deska *B* ztrácí negativní náboj, nabývá se pozitivně, elektrometr jeví úchylku. Ježto se jedná o pole rychle střídavé, bude úchylka trvalou, resp. bude vzrůstatí jen tehdy, nevhodí-li se po novém obrácení pole veškeré ionty od desky *B* vyslé na ni zpět, tedy jen tenkrát, dostihly-li již některé desky *A*, jíž svůj

náboj odevzdaly. Toho docílíme pomalým přibližováním desky B k A .

Budiž potenciální difference obou desk $V = V_0 \sin \omega t$ a jejich vzdálenost l . Okamžitá elektrická síla mezi deskami je pak $\frac{V}{l} = \frac{V_0}{l} \sin \omega t$ a v tomto okamžiku rychlost negativního iontu

$$U_2 \frac{V_0}{l} \sin \omega t.$$

Označíme-li vzdálenost iontu od desky B písmenou x , je jeho rychlost

$$\frac{dx}{dt} = \frac{U_2 V_0}{l} \sin \omega t$$

a integrací

$$x = \frac{U_2 V_0}{l} \cos \omega t + \text{Const.}$$

Počítáme-li čas od okamžiku, když ion vychází z desky, t. j. $t = 0$ pro $x = 0$, plyne dosazením

$$\text{Const} = \frac{U_2 V_0}{l\omega} \quad \text{a} \quad x = \frac{U_2 V_0}{l\omega} (1 - \cos \omega t).$$

Z tohoto výrazu je patrné, že maximální vzdálenost, do níž se ion od desky dostane, je

$$\frac{2U_2 V_0}{l\omega}.$$

Přibližujeme-li desku B znenáhla k A , začne se nabíjeti pozitivně, je-li jejich vzájemná vzdálenost právě

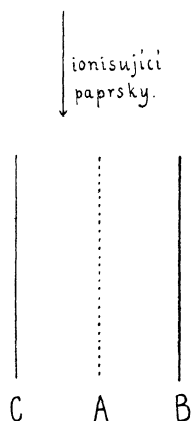
$$l_0 = \frac{2U_2 V_0}{l\omega} \quad \text{čili} \quad l_0^2 = \frac{2U_2 V_0}{\omega}.$$

Z toho plyne, dosadíme-li za $\omega = \frac{2\pi}{T}$, kdež T je doba jedné celé periody střídavého proudu

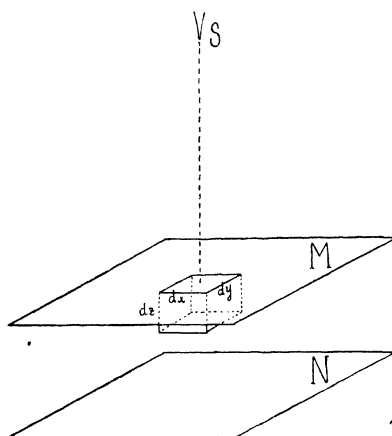
$$U_2 = \frac{\pi l^2}{T V_0}.$$

Rutherford našel tímto způsobem pro rychlosti iontů negativních ultrafial. ozářením zinku vzniklých v poli 1 $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$

(tedy pro $U_2 \cdot 10^8$) ve vzduchu 1·4, ve vodíku 3·9, a v kyslíčnicku uhličitým $0\cdot78 \frac{cm}{sec}$, tedy asi stejné jako u iontů vznikajících Röntgenovými paprsky. Pokus tento hodí se velmi dobře i za demonstrační, neboť vzdálenost l_0 při V_0 ca. 150 Volt a $T = \frac{1}{50} sec$ obnáší ve vzduchu přes 1 cm.



Obr. 11.



Obr. 12.

§ 37. *Modifikace Blancova.* Metodu *Rutherfordovu* modifikoval *Blanc* (Journ. de Phys. 7, 825. 1908) tak, aby se jí dalo užít i při ionisátorech, jimiž generují se oba druhy iontů. Před sítkovou deskou *A* (obr. 11.) přidal novou, s ní rovnoběžnou deskou *C*. V prostoru mezi deskami *C* a *A* se plyn ionisuje na př. se strany dopadajícím Röntgenovým zářením. Současně se mezi nimi způsobí stálé elektrické pole na př. směru *CA*. Pak se pohybují skrze síť *A* ionty pozitivní a jejich pohyblivost mezi *A* a *B* se měří stejným způsobem jako dříve. K měření pohyblivosti iontů negativních stačí obrátit směr stálého pole mezi *C* a *A*.

Nejzajímavější pokus s tímto zařízením provedený byl ten, kde prostor *CA* byl vyplněn kysličníkem uhličitým, prostor *AB* vzduchem. Měříme tedy pohyblivost iontů v kysl. uhličitém vzniklých ve vzduchu. Byla nalezena úplně stejnou, jakoby byly

vznikly ve vzduchu. Vzniká-li tedy ion seskupením molekul kolem atomionu, plyne z pokusu toho, že takový systém jest pouze v rovnováze dynamické, že se ty molekuly neustále odštěpují, aby učinily místo jiným; v tomto pokuse odštěpují se molekuly kys. uhličitého a nahrazují se molekulami plynů, z nichž sestává vzduch.

§ 38. *Metoda Chattockova.* Jakožto poslední metodu k určení pohyblivosti iontů uvádíme *Chattockovu* metodu hrotového výboje (*Chattock*, Phil. Mag. 48, 401. 1899, *Chattock*, *Walker* a *Dixon*, Phil. Mag. 1, 79. 1901). Spočívá na známém zjevu, že uvedeme-li vodič opatřený ostrým hrotem na dostatečně vysoký potenciál, počne z něho náboj prchatí ve formě stálého proudu. Proud tento udržuje se tím, že ionty jednoho znamení se pohybují od hrotu směrem k vodiči proti němu postavenému. Typický rozdíl oproti všem metodám, o nichž jsme dosud jednali, spočívá v tom, že výboj hrotový patří mezi vedení samostatná.

Buď (obr. 12.) S vertikální hrot. z něhož elektrina jednoho znamení vychází do okolí. Uvažujme o síle mezi dvěma horizontálními rovinami M a N o ($z_n - z_m$) od sebe vzdálenými, mezi nimiž panuje hustota el. náboje rovná ρ .

Je-li Z vertikální složka elektrického pole, tedy působí na náboj q . $dx dy dz$ v objemovém elementu $dx dy dz$ obsažený síla velikosti $df = Z \cdot q \cdot dx dy dz$ a na veškeré ionty mezi M a N uzavřené celková vertikální síla

$$f = \int \int \int Z \cdot \rho \, dx \, dy \, dz.$$

Je-li pohyblivost iontu U , tedy jest složka jeho rychlosti ve směru vertikálním dolů $\omega = UZ$. Ježto pak veškeré ionty jsou téhož znamení, je U pro všechny totéž a

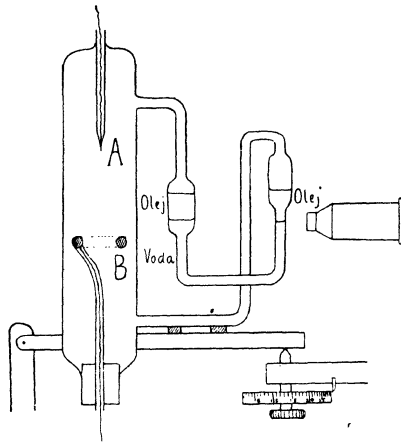
$$Z = \frac{\omega}{U} \quad \text{čili} \quad f = \frac{1}{U} \int \int \int \omega \rho \, dx \, dy \, dz.$$

Ale $\omega \rho$ není ničím jiným, než množstvím náboje za jedničku časovou jedničkou plošnou směrem dolů procházejícího a tedy $\omega \rho \, dx \, dy$ množstvím náboje procházejícího plošným elementem $dx \, dy$, a $\int \int \omega \rho \, dx \, dy$ nábojem za 1 vteřinu horizon-

tální rovinou prošlým. Tento jest však pro všechny horizontální roviny týž a roven i , t. j. intenzitě proudu přívodním drátem k hrotu přiváděného. Jest tedy

$$f = \frac{i}{U} \int dz = \frac{i}{U} (z_n - z_m).$$

Tato elektrická síla přenáší se následkem velikého tření iontů úplně na okolní plyn, který se dostane do pohybu směrem MN .



Obr. 13.

Děje-li se výboj v uzavřené nádobě, jest tato síla držena v rovnováze a to přebytkem tlaku v rovině N nad tlakem plynu v rovině M . Je-li celková síla od tlaku pochodící (tlak \times plocha) $P_N - P_M$, platí

$$f = \frac{i}{U} (z_N - z_M) = P_N - P_M.$$

Z této rovnice lze, určíme-li i , $(z_n - z_m)$ a přetlak $P_N - P_M$ experimentálně, počítati U . *Chattock* sám užil hrotu A ve skleněné trubici, proti němuž se v proměnlivé vzdálenosti nacházel kovový kroužek B (obr. 13.). Místo před hrotem a za kroužkem bylo spojeno s vodním citlivým manometrem. Je-li q plocha průřezu trubice, p tlaková difference měřená v dynách na cm^2 , je přetlak

$$P_B - P_A = pq + P',$$

kde P' je ona část tlaku, která působí na kroužek sám. Máme tudíž

$$pq + P' = \frac{i}{U} (z_B - z_A) = \frac{i}{U} \cdot z,$$

kde z je vzdálenost hrotu od kroužku, čili

$$p = \frac{i}{U \cdot q} z - \frac{P'}{q}.$$

Je-li kroužek daleko od hrotu, je P' nezávislo na z a

$$\frac{\Delta p}{\Delta z} = \frac{i}{Uq}.$$

Chattock určoval U z této rovnice.

§ 39. Ve svých pracích nalezl, že pohyblivosti pozitivních iontů v různých plynech vycházejí při měřeních velmi ostře, kdežto různá měření pohyblivosti iontů negativních dávají hodnoty dosti kolísající; na příklad pro vodík kolísá $U_2 \cdot 10^8$ mezi 6·8 až 8·5 $\frac{cm}{sec}$. Připisuje to té okolnosti, že při výboji negativním se vypouštějí z hrotu okkludované plyny a stávají se nosiči elektřiny. Odpovídá pak výklad tento známé zkušenosti, že také při výbojích ve vakuu právě kathoda okkludované plyny vypouští, ale těžko jest věc srovnati s pokusy *Blancovými* (§ 37.). Čísla *Chattockova* pro rychlosti iontů v poli 1 $\frac{Volt}{cm}$ obsahuje následující tabulka:

Plyn (suchý)	$U_1 \cdot 10^8$	$U_2 \cdot 10^8$	$\frac{U_2}{U_1}$
H_2	5·4 $\frac{cm}{sec}$	7·43 $\frac{cm}{sec}$	1·38
CO_2	0·83 "	0·925 "	1·11
Vzduch	1·32 "	1·80 "	1·36
O_2	1·30 "	1·85 "	1·42

Ježto tyto iontové rychlosti jsou v oboru pozorovacích chyb totožné s dřívějšími údaji (Rutherford, Zeleny), vidíme, že i při hrotovém výboji se děje přenášení elektřiny ionty.

O diffusi iontů.

§ 40. Představme si ionisovaný plyn — pro přehlednost úvahy, obsahující pouze ionty jednoho znamení — uzavřený mezi dvěma vodivými deskami. Když ionty blízké stěně následkem svého molekulárního pohybu a následkem přitažlivosti nábojů ve stěně indukovaných se této dotknou, odevzdají jí svůj náboj a přestanou jakožto ionty existovati. Vzniknou tedy rozdíly v koncentraci iontů, asi tak, abychom užili trefného obrazu J. J. Thomsonova, jako vzniknou rozdíly v koncentraci vodních par, uzavřeme-li vzduch jimi nasycený v nádobě, jejíž stěny jsou navlhčeny koncentrovanou a tedy velmi hygroskopickou kyselinou sírovou. Podobně jako v tomto případě nastane zjev diffuse vodních par z míst vyšší koncentrace na místa koncentrace nižší, nastane i v ionisovaném plynu zjev obdobný. Ovšem jest zde zjev komplikovanější. Jsou-li v plynu pouze ionty jednoho znamení, jest diffuse podporována elektrickou silou odpudivou, pochodící od iontů od stěny vzdálenějších. Vliv této síly dá se zanedbat pouze tehdy, jsou-li koncentrační rozdíly veliké.

Takováto síla nevznikne, jsou-li v ionisovaném plynu ionty obou znamení v témž počtu. Zde však nastávají komplikace nové, jednak tím, že ionty obou znamení nediffundují stejně rychle, podruhé pak rekombinacemi. Rekombinace lze jen tehdy zanedbat, jsou-li koncentrační rozdíly veliké a stěny navzájem velmi blízké.

§ 41. Představme si znovu desky A a B , mezi nimiž se nachází ionisovaný plyn, vytkněme mezi nimi kanál o průřezu jedničky plošné (1 cm^2) a z něho sloupeček tloušťky dx (obr. 14.). V plynu budtež ionty obou znamení, ač budeme prováděti úvahu pouze o iontech pozitivních. V průřezu $\alpha\beta$ ve vzdálenosti x od symmetrály budiž prostorová hustota iontů n_1 , v průřezu $\gamma\delta$ stěně bližším ve vzdálenosti $x + dx$ budiž tato

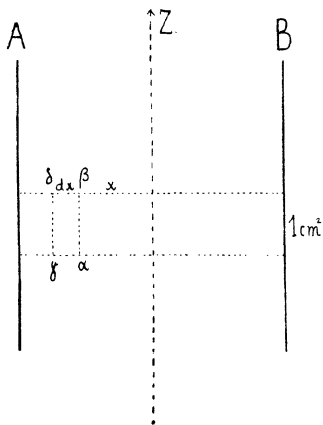
$$n_1 - \frac{\partial n_1}{\partial x} dx = n_1 - dn_1.$$

Představujeme-li si, jakoby ionty byly jakýmsi jiným, druhým plynem v plynu neionisovaném, můžeme podobně jako při

vzájemné difuzi dvou plynů mluví o jejich parciálním tlaku, úměrném jejich koncentraci, t. j. prostorové hustotě. Pak, je-li koeficient úměrnosti η , je v $\alpha\beta$ tlak $p = \eta n_1$, v $\gamma\delta$ tlak

$$p - dp = \eta (n_1 - dn_1).$$

Působí tudíž se strany $\alpha\beta$ přetlak $dp = \eta dn_1$, a tímto přetlakem pohánějí se pozitivní ionty k pohybu směrem $\alpha\gamma$. Můžeme si představovati, že se síla dp rozdělí stejnoměrně na všechny ionty v prostoru $\alpha\beta\gamma\delta$, jichž jest tam počet $n_1 dx$, takže na každý ion připadá síla $\frac{1}{n_1} \frac{dp}{dx}$ v dynách vyjádřená. Existu-



Obr. 14.

je-li z jiných vnějších příčin ještě elektrické pole intenzity F ve směru kolmém k desce, je celá síla na $+$ ion působící

$$\frac{1}{n_1} \frac{dp}{dx} + eF$$

dyn a tedy rychlost iontu

$$u_1 = U_1 \left(\frac{1}{n_1} \frac{dp}{dx} + eF \right).$$

Počet iontů, které za jedničku časovou projdou jedničkovým

průřezem $\alpha\beta$, jest

$$n_1 u_1 = U_1 \left(\frac{dp}{dx} + n_1 eF \right).$$

Dosažením $n_1 = \frac{p}{\eta}$ plyne dále

$$p u_1 = \eta U_1 \left(\frac{dp}{dx} + n_1 eF \right).$$

Součin ηU_1 nazýváme *koefficientem diffuze* D_1 pozitivních iontů a platí pak

$$p u_1 = D_1 \left(\frac{dp}{dx} + n_1 eF \right). \quad (25)$$

Lze-li účinek elektrické síly zanedbat, máme jednodušeji

$$p u_1 = D_1 \frac{dp}{dx} \quad \text{a} \quad n_1 u_1 = D_1 \frac{dn_1}{dx}. \quad (26) \text{ a } (27)$$

§ 42. Rovnice (27) praví: Množství iontů za vteřinu prošlých jest úměrno spádu hustoty iontů. To je úplná obdoba s elementárným zákonem *Fickovým* (1855) o diffusi solí v roz-toku, kde také množství prošlé soli je úměrno spádu kon-centrace.

Průřezem $\gamma\delta$ v $x + dx$ projde za jedničku času množství pos. iontů

$$n_1 u_1 + \frac{\partial}{\partial x} (n_1 u_1) dx = D_1 \frac{dn_1}{dx} + D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2} dx$$

a to z objemu dx ven, takže celková změna (ztráta) počtu iontů v tomto objemu za jednu vteřinu je $D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2} dx$ a tedy v ob-jemu jednotkovém $D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2}$.

Působí-li mezitím neustále ionisator, kterýž v témž čase dá v objemové jedničce vzniknouti N pos. iontům, nastane stav ustálený, platí-li

$$N + D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2} = 0. \quad (28)$$

Vlastně bychom měli vzít v úvahu ještě rekombinace a psát

$$N + D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2} - \alpha n_1 n_2 = 0.$$

Pro jednoduchost zanedbáváme $\alpha n_1 n_2$ oproti $D_1 \frac{d^2 n_1}{dx^2}$ čili předpokládáme, že je $\frac{d^2 n_1}{dx^2}$ velmi veliké, což lze, jsou-li desky sobě velmi blízko.

§ 43. Počítáme-li abscisy x od roviny symetrie mezi deskami, a je-li vzájemná vzdálenost těchto l , musí vyhovovati rovnici (28) $n_1 = 0$ pro $x = \pm \frac{l}{2}$, neboť na deskách je hustota iontů rovna nulle. Z toho plyne*)

$$n_1 = \frac{1}{8} \frac{N}{D_1} (l^2 - 4x^2).$$

Celkový počet pozitivních iontů mezi deskami je

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} n_1 dx = \frac{1}{12} \frac{N}{D_1} l^3.$$

Z tohoto výsledku vidíme, jak bychom mohli měřit koeficient diffuse iontů. Zastavíme-li působení ionisatoru a vhodíme-li v témž okamžiku silným elektrickým polem mezi deskami veškeré pozitivní ionty na desku o nižším potenciálu, obdrží tato náboj (na každém cm^2) $Q_1 = \frac{1}{12} \frac{N}{D_1} l^3$.

Applikujeme-li však za neustálého působení ionisatoru mezi deskami dostatečně silné el. pole, aby existoval proud na-

*) Prvou integrací $N dx + D_1 d \frac{dn_1}{dx} = 0$ plyne $Nx + D_1 \frac{dn_1}{dx} = C_1$ a druhou integrací po násobení dx konečně $\frac{1}{2} Nx^2 + D_1 n_1 = C_1 x + C_2$, kde C_1 a C_2 integrační konstanty. Dosazením podmínek $n_1 = 0$ pro $x = \frac{l}{2}$ a $n_1 = 0$ pro $x = -\frac{l}{2}$ plynou dvě rovnice, z nichž $C_2 = \frac{Nl^2}{8}$ a $C_1 = 0$; dosazením těchto hodnot do druhého integrálu pak vztah hoření.

sycený, obdrží elektrometr v každé vteřině z každého cm^2 desky náboj $Q'_1 = Nel$, z čehož plyne

$$\frac{Q_1}{Q'_1} = \frac{1}{12} \frac{l^2}{D_1} \quad \text{čili} \quad D_1 = \frac{Q'_1}{Q_1} \cdot \frac{l^2}{12}.$$

Z dosavadních vývodů plyne podobně snadno podmínka, která musí být splněna, má-li být dovoleno zanedbávati rekombice. Víme totiž (§ 26), že mezi $l \text{ cm}^2$ průřezu desk zůstává z Nl vzniklých iontů, je-li ztráta způsobena pouze rekombinacemi, jich počet $n_0 l = l \sqrt{\frac{N}{\alpha}}$. Je-li ztráta způsobena pouze

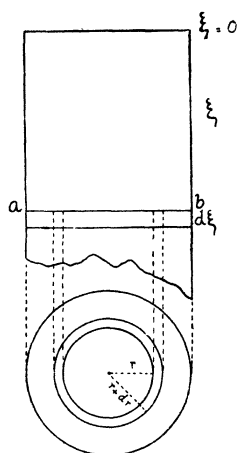
diffusí, zbývá jich $\frac{1}{12} \frac{N}{D_1} l^3$. Je-li tedy toto číslo velmi malé oproti onomu, čehož zmenšením l vzdálenosti desek se dá vždy docílit, má ztráta diffusí převahu a můžeme rekombinace zanedbat.

§ 44. Ve skutečnosti nelze prováděti měření touto metodou, poněvadž při nutně malém l jsou veličiny, jež nutno měřit, příliš malé. Lze však vésti pomalý proud plynu mezi deskami a měřiti jeho ionisaci před vstupem a po výstupu z desk; z poměru obou dá se koeficient diffuse vypočísti. Takto měřil jej *Townsend* (*Phil. Trans. A. 193, 129. 1900*) neuvžívaje však dvou desk, nýbrž úzkých kovových trubiček. Také v tomto případě nečiní postavení základní diferenciální rovnice žádných obtíží.

Viděli jsme, že počet iontů, které bez působení el. pole projdou následkem diffuse jedničkou plošnou za jedničku časovou, jest $D_1 \frac{dn_1}{dx}$ (rovnice 27.). Poněvadž se pohyb jejich děje po spádu koncentrace iontové, píšme znamení záporné, takže je-li počet iontů q , platí

$$q = - D_1 \frac{dn_1}{dr},$$

kdež místo x píšeme r , abychom naznačili, že se jedná o pohyb v trubici, kde r jest vzdálenost uvažovaného místa měřená ve směru radia od osy trubice.



Obr. 15.

Uvažujme o iontech obsažených v meziválcí o radiích r a $r + dr$, při čemž jest vzdálenost mezi základnami válce (jeho výška) rovna $d\xi$. (Viz obr. 15.) Budiž pak plyn ve válci v pohybu, jehož rychlost podél osy ve vzdálenosti r od ní jest v .

Vstupuje tedy, je-li n_1 hustota iontovou, základnou ab plochy $2\pi r dr$ počet iontů $2\pi r dr n_1 v$, a vystupuje, poněvadž se na trati $d\xi$ změnil následkem difuze hustota iontová, počet

$$2\pi r dr v \left(n_1 + \frac{\partial n_1}{\partial \xi} d\xi \right).$$

Podobně je počet iontů, který do meziválcí ve vzdálenosti r vstupuje

$$- 2\pi r d\xi D_1 \frac{\partial n_1}{\partial r}$$

a počet iontů druhým pláštěm vystupujících je

$$- 2\pi D_1 d\xi \left[r \frac{\partial n_1}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_1}{\partial r} \right) dr \right].$$

Ježto pak počet iontů vstupujících se musí rovnati počtu vystupujících, má-li býti stav ustálený a — jsou-li oba druhy iontů přítomny, nedějí-li se rekombinace, leč v počtu proti difuzi zanedbatelném — musí

$$\begin{aligned} 2\pi r n_1 v dr - 2\pi D_1 \frac{\partial n_1}{\partial r} dr &= 2\pi r v \left(n_1 + \frac{\partial n_1}{\partial \xi} d\xi \right) \\ &- 2\pi D_1 d\xi \left[r \frac{\partial n_1}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_1}{\partial r} \right) dr \right], \end{aligned}$$

z čehož plyne následující diferenciální rovnice:

$$r v \frac{\partial n_1}{\partial \xi} - D_1 \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_1}{\partial r} \right) = 0.$$

Za rychlost v můžeme však psáti výraz známý z theorie proudění kapaliny nebo plynu úzkou kapillarou, v níž uplatňuje

se vnitřní tření, totiž

$$v = \frac{2A}{\pi a^4} (a^2 - r^2),$$

kdež A jest objem plynu za jedničku časovou z trubice vytékající a a radius trubice. (Srovnej: Strouhal-Kučera, Mechanika, str. 755.) Dosazením plyne

$$r \frac{\partial^2 n_1}{\partial r^2} + \frac{\partial n_1}{\partial r} - \frac{2Ar}{\pi D_1 a^4} (a^2 - r^2) \frac{\partial n_1}{\partial \xi} = 0.$$

Z této rovnice plyne n_1 jakožto funkce r a ξ , přidáme-li hraniční podmínky, jež jsou $n_1 = 0$ pro $r = a$ a ξ libovolné, a $n_1 = n_{01} = \text{stálé}$ pro $\xi = 0$ (začátek trubice) při libovolném r . Předloženou rovnici řešil *Townsend* ve tvaru konvergentní řady a plyne z ní hustota iontů n_1 pro každý bod konečného průřezu trubice délky L (pro $\xi = L$). Počet iontů z trubice vycházejících jest pak

$$Q = \int_0^a 2\pi n_{1L} v r dr.$$

Poměr tohoto počtu k počtu iontů do trubice vstoupivších jest

$$4 \left(0.1952 \cdot e^{-3.65 \frac{\pi L D_1}{A}} + 0.0243 \cdot e^{-22.28 \frac{\pi L D_1}{A}} + \dots \right),$$

kdež e jest základem přirozených logaritmů. Zmíněný poměr lze určit experimentálně a z něj D_1 , neboť L a A jsou známy.

§ 45. Výsledky *Townsendovy* v systému absolutních měr podává následující tabulka; ionisace při tom získávána ozářením plynu Röntgenovými paprsky.

Plyn	$D_1 \frac{cm^2}{sec}$	$D_2 \frac{cm^2}{sec}$	$\frac{D_2}{D_1}$
vzduch	0.028 (0.032)	0.043 (0.035)	1.54 (1.09)
O_2	0.025 (0.0288)	0.0396 (0.0323)	1.58 (1.24)
CO_2	0.023 (0.0245)	0.026 (0.025)	1.13 (1.04)
H_2	0.123 (0.128)	0.190 (0.135)	1.54 (1.11)

Výsledky uzávorkované platí pro plyny vlhké, bez závorek pro vysušené. Koefficient diffuse pro ionty negativní (D_2) je vesměs větší než pro ionty pozitivní (D_1), což souvisí s jejich větší pohyblivostí; v plynech vlhkých se tento rozdíl stává menším.

V druhé práci (Phil. Trans A. 195, 259, 1900) stanovil *Townsend* koefficient diffuse ve vzduchu pro různé ionisatory a našel:

Ionisator	$D_1 \frac{cm^2}{sec}$		$D_2 \frac{cm^2}{sec}$	
Paprsky Röntgenovy	0·028	(0·032)	0·043	(0·035)
Paprsky Becquerelovy	0·032	(0·036)	0·043	(0·041)
Zn v ultra- fialovém světle	--	--	0·043	(0·037)
Výboj	0·0247	(0·028)	0·037	(0·039)
hrotový	0·0216	(0·027)	0·032	(0·037)

Z údajů tabulek usuzujeme, že ionty vznikající různými způsoby ionisace jsou totožné. *Townsend* našel též, že koefficienty diffuse jsou mezi tlaky 772 mm a 200 mm rtuti obráceně úměrny tlakům, z čehož dle kinetické theorie plyne, že se difundující systém nemění, to jest, že ionty až k tlakům 200 mm zůstávají nezměněnými.

Pokusy o diffusi iontů methodou *Townsendovou* byly též za jiným účelem, o němž níže bude řeč, opakovány jinými badateli, jako jsou *Franck* a *Pohl* (Verh. d. d. Phys. Ges. 11, 146 a 276. 1909) a zvláště *E. Salles* (Le Radium 5, 321. 1908, ibid. 7, 362. 1910 a ibid. 8, 59. 1911). Výsledky až na malé difference číselné (měření lze pokládati až asi do 5% přesnými) *Townsendovy* potvrzeny; nově dokázána nezávislost koeff. diffuse na kovu, z něhož je kapillára zhotovena, a na rychlosti

proudění plynu. Obrácenou úměrnost D s tlakem dokázal *Salles* nově v mezích 760 až 1300 *mm* rtuti.

§ 46. Srovnáme-li koeficienty diffuse iontů s koef. diffuse plynů (na př. vzduch — CO_2 0·134, H_2 — vzduch 0·634 $\frac{cm^2}{sec}$), vidíme, že u iontů jsou daleko menší. Jen u některých par jsou téhož řádu (ether — CO_2 0·0552, isobutylamid — CO_2 0·0305).

Kdyby ionty sestávaly z jediné molekuly plynové nábojem opatřené, musely by dle kinetické theorie plynů býti jejich koeficienty diffuse daleko větší, na př. pro H_2 asi 1·2, CO_2 0·092, O_2 0·17. Z této okolnosti, jakož i z poměrně malé pohyblivosti iontů plyne, že jsou agregatem několika molekul, dle přibližné úvahy *Thomsonovy* (Cond. of el. str. 75.) tří až čtyř.

Dle práce *Mc Clellandovy* (Cambr. Phil. Soc. Trans. 10, 241. 1899) závisí koeficienty diffuse iontů v plamenových plynech podobně jako jejich pohyblivosti velmi značně na teplotě plamene a vzdálenosti iontů od něho. Snížením teploty se velmi značně rychlost diffuse zmenší. Z toho je patrné, že se agregaty ion tvoří z uvedených příčin značně mění.

(Dokončení.)

O silovém akustickém poli.

Rozšířená přednáška o IV. sjezdu přírodovědců a lékařů českých v Praze, r. 1908.

Napsal **František Kaňka**, professor v Praze.

(Dokončení.)

Podobným způsobem vzniká elektromagnetické pole v solenoidu. I zde jsou základní osová pole v téže řadě okolo průsečíků, v nichž se sekou závity s rovinou, stejnosměrná, v protilehlých řadách vzájemně však protisměrná. Uprostřed mezi oběma řadami vzniká též pouhým přiřazením siločar pole stejnosměrné.

Dle této shody vzniku a tvaru pozorovaného pole akustického s elektromagnetickým nazveme je akustickým *polem solenoidovým*.