

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Bohumil Kučera

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

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 41 (1912), No. 1, 37--61

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122213>

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>

První člen pravé strany jest částečný integrál pocházející od druhého členu $F(x)$ rovnice (2), součet ostatních n členů tvoří úplný integrál rovnice (1).

Je-li úplný integrál rovnice (1) znám, stanovíme funkce φ_k diferenciací a tedy částečný integrál rovnice (2) pocházející od druhého jejího členu $F(x)$ obdržíme vykonáním n quadratur.

Jsou-li funkce a_k stálé hodnoty, jsou koeficienty p_k též stálé a vzorec (4) udává též úplný integrál, at kořeny rovnice charakteristické jsou různé reálné či komplexní, at jsou stejné. Je-li na př. $a_1 = a_2 = \dots = a_n = a =$ stálé, jest $\varphi_1 = \varphi_2 = \dots = \varphi_n = e^{-ax}$, tedy pravá strana rovnice (4) bude míti posledních h členů o tvaru

$$(c_h x^{h-1} + c_{h-1} x^{h-2} + \dots + c_2 x + c_1) e^{-ax}.$$

(Pokračování.)

Vedení elektřiny v hustých plynech.

Elementární theorie a měrné metody.

Napsal prof. Dr. **Bohumil Kučera** v Praze.

Úvodem.

Přede dvěma léty přednášel jsem professorům středních škol šestipřednáškový kurs o vedení elektřiny v plynech a o radioaktivitě. Slíbil jsem tehdy účastníkům, že obsah svých přednášek uveřejním v tomto časopise. Plním tento slib teprve letos. Chci však z různých důvodů pojednatí o daném tematě v rozsahu širším a rozdělití celou látku na několik samostatných kapitol. V naší literatuře bylo totiž o těchto věcech jednáno dosud velmi málo nebo nic, a i v obširných učebnicích fysikálních jsou odbyty celkem zkrátka, kdežto veliké knihy, jako především *J. J. Thomsonova: Conduction of Electricity through Gases*, Cambridge 1906 (2. vyd. 678 str.), málo se hodí k prvé informaci. Užil jsem veškeré mně přístupné literatury, z níž jmenovitě uvádím vedle jmenovaného již spisu *Thomsonova* a jeho spisků menších (*Electricity and Matter*, *Corpuscular Theory of Matter*), pí. *Curieové: Traité de radioactivité*, Paris 1910 (2 sv., 428 + 542 str.), *E. Rutherfordovu: Radio-activity*, Cambridge

1905 (2. vyd. 580 str.), *J. Starkovu*: Elektrizitätsleitung in Gasen ve Winkelmannově: Handbuch der Physik (2. vyd.) a dále příslušné odstavce v *Rieckeově* učebnici fyziky (4. vyd.) a *Starkeho*: Experimentelle Elektrizitätslehre (2. vyd.).

Tyto volné kapitoly, z nichž prvou zde podávám, nečiní ovšem nároků na původnost leč po stránce formální a jsou zároveň ukázkami z mých přednášek „O vedení elektřiny v elektrolytech a v plynech a o radioaktivitě“, kteréž jsem na zimní a letní semestr 1911—12 na fakultě filosofické ve svém kursu o vyšších partiích experimentální fyziky ohlásil. Jsou ovšem místy zkráceny, místy poněkud rozšířeny.

Různé druhy vedení.

§ 1. Plyny, jako jsou vzduch, vodík, kyslíčník uhlíčitý a p., všeobecně elektřinu nevodí, leč v míře velmi nepatrné, jak tomu nasvědčuje dlouhá doba vybíjení dobrého elektroskopu. Můžeme však docílití toho, že se stanou vodivými, že děje se jimi výboj, na př. výboj s hrotu spojeného s jedním konduktorem elektriky, elektrická jiskra mezi oběma konduktory nebo el. výboj úplně podobný obyčejnému vedení elektřiny v drátech nebo elektrolytech, totiž výboj Geisslerovými trubicemi, t. zv. výboj doutnavý. Všechny tyto druhy vedení mají společnou známku, že sice nastávají spontánně samy sebou, že však musí potenciální difference mezi elektrodami dostoupiti jisté minimální, obyčejně dosti značné výše (řádu několika set a více Volt). Tyto zjevy lze shrnout pod název *výbojů samostatných*.

§ 2. Lze však docílití vedení elektřiny plynem již za potenciálních difference velmi malých, když tyto plyny učiníme předem vodivými jistými prostředky vnějšími, jichž známe celou řadu. Tak již v r. 1882 ukázal *Giése* řadou systematických pokusů, že plyny plamenové a z plamenů unikající jsou velmi dobře el. vodivými. R. 1887 našel *Hertz*, že ultrafialové paprsky usnadňují disruptivní výboj (jiskru) a další práce hl. *Stoletowovy*, *Hallwachsovy* a *Lenardovy* ukázaly, že se plyny stávají el. vodivými ozářením ultrafialovým, zvláště tehdy, dopadne-li v plynu na kovy čerstvě polírované (*Branly* 1893); *Elster* a *Geitel* našli

r. 1891, že i světlo méně lomivé má týž účinek, dopadne-li na plochy kovů alkalií nebo jich amalgamů. Také prozáření plynů paprsky Röntgenovými (*Righi, Benoist a Hurmuzescu, Thomson a Rutherford* 1896), katodovými (*Lenard* 1897) nebo Becquerelovými, z praeparátů radioaktivných vycházejícími (*Becquerel* 1896), činí je el. vodivými. Rovněž plyn v okolí žhoucích těles, plyn zahřátý na vysokou teplotu nebo plyn v okolí těles, na něž dopadá záření katodové, Röntgenovo, Becquerelovo nebo ultrafialové, se stává el. vodivým. Skrze takový plyn lze pak prohnati libovolně malou silou elektromotorickou el. proud. Takovéto výboje, takovéto vedení, kde nejprvé musí vnější agents uschopniti plyn, učiniti jej vodivým, nazýváme *výboji nesamostatnými, vedením nesamostatným*. a tímto budeme se v této kapitole zanáseti.

Představa o podstatě el. vodivosti plynu.

§ 3. Ve všech oborech fysiky činíme si o podstatě zjevů a dějů obrazy mechanické za tím účelem, abychom zjevy ty a děje snadnějším způsobem klassifikovali, abychom je roztřídili tak, že vřazujeme zjevy týmž mechanickým obrazem zpodobněné v jednu kapitolu, že hledáme na základě onoho obrazu příčinnou spojitost mezi jednotlivými příbuznými zjevy. Tak stavíme hypotезy fysikální, dobře si jsouce toho vědomi, že náš hrubý mechanický obraz zjevů naprosto nemusí odpovídati skutečnosti, kteréž samé v posledních příčinách nikdy se nedopátráme, nemohouce dle slov Machových „udělati kdesi do přírody otvor“, abychom jím Kantovo „Ding an sich“ shlédli. Proč neomezujeme se však po příkladě Kirchhoffovy mechaniky na prostý popis zjevů — proč nestavíme budovu vědy čistě „faenomenologicky“? Důvodem toho jest, že přehlednost hrubého mechanického obrazu, s nímž snadno v myšlení operujeme, vede často k tomu, že můžeme činiti na jeho základě konkluse, úsudky nové, zjevů dosud nepozorovaných se týkající, a zkoušeti pak platnost svého obrazu, své hypotезy pokusnou realizací těchto nových zjevů. Tak je každá hypotезa hypotезou pracovní (*working hypothesis*) a v tom spočívá její neposlední cena.

§ 4. K vysvětlení vodivosti plynů ukázala se býti výbornou hypotезou pracovní t. zv. hypotезa *iontová*, jejíž první

začátky sluší hledati již v pracích *Gieseových* o vodivosti plamenových plynů z r. 1882 a násl., kterouž však k největší platnosti přivedla fyzikální škola *J. J. Thomsonova* v Cambridgi; hypotéza ta podřazuje jedinému obrazu velikou řadu zjevů zdánlivě naprosto nesouvislých, a vykládá jím poměrně jednoduše i zjevy na prvý pohled velice komplikované.

Jest založena na období s dissociační teorií vedení elektrolytického. Působením onoho agens, jež činí plyn vodivým, či krátce působením *ionisatoru* rozštěpují se původně elektricky neutrálné částice plynové, neutrálné molekuly a tvoří se částice opatřené nábojem kladným a jiné opatřené nábojem záporným. Částice tyto nazývají se *ionty* kladné a záporné, ionisátorem se plyn *ionisuje*. Děj, jenž se při ionisaci odehrává, představujeme v mechanickém obraze asi tak, že se působením ionisatoru odštěpí od neutrálného atomu částice opatřené negativním nábojem zcela určité velikosti, *nábojem elementárným e*, nesmírně malá i oproti atomu, t. zv. *elektron*. Zbytek atomu, t. zv. *atomion*, má ovšem stejně veliký náboj pozitivní.

V hustém plynu nezůstane elektron osamoceno, nýbrž připne se k jedné nebo i několika neutrálným částicím, molekulám a utvoří t. zv. *negativní ion*. Podobně stane se i z atomionu *pozitivní ion*. Za velmi nízkých tlaků nebo velmi vysokých teplot docílíme toho, že elektron zůstane volným.

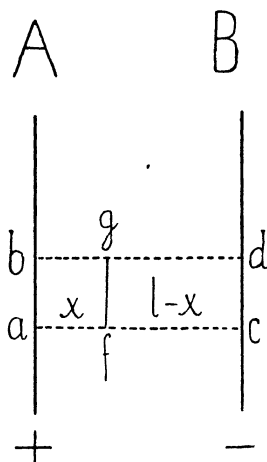
Dle popsaného obrazu vzniká tedy na př. ve vzduchu ozářením Röntgenovými paprsky jisté intensity v každé vteřině určitý počet iontů obojího znamení, z nichž putují v elektrickém poli pozitivní směrem pole ku katodě, negativní proti směru silokřivek k anodě; na elektrodách odevzdávají ionty svůj náboj a tím zprostředkují přenášení elektřiny z jedné elektrody na druhou, t. j. *elektrický proud plynem*.

Proud ionisovaným plynem mezi dvěma rovnoběžnými deskami.

§ 5. Mějmež dvě rovinné desky *A* a *B* velikosti *S* postavené navzájem rovnoběžně ve vzdálenosti *l*; deska *A* budiž nabita pozitivně, *B* negativně. Plyn mezi oběma buď ionisován, na př. ozařován Röntgenovými paprsky.

Co se děje v onom plynu?

V každé objemové jednotce plynu (v 1 cm^3 v míře absol.) vzniká za 1 vteřinu N iontů pozitivních a N iontů negativních, každý o náboji e v míře elektromagnetické, jíž chceme v tomto článku důsledně užívat. Tyto ionty pohybují se ve směru el. pole a proti němu, část z nich dopadne na elektrody, tam odevzdá náboj a tak zmizí. Ale zkušenost učí, že přestane-li ionisator účinkovat na plyn, zmizí, byť by i nebylo elektrického pole, po krátké době jeho vodivost téměř úplně. Co se stalo s ionty? Patrně musí mizeti ještě z jiného důvodu, než je pohyb na elektrodu v elektrickém poli.



Obr. 1.

§ 6. Tímto důvodem jest *rekombinace iontů*. Musíme si totiž dle mechanického obrazu kinetické theorie plynů představovati, že i mimo pole elektrické jako molekuly plynové tak i ionty se nacházejí v neustálém neurovnaném pohybu, při němž nastávají časté vzájemné srážky jak mezi molekulami tak mezi ionty. Srazí-li se však náhodou ion pozitivní s negativním, nebo i jen přijde-li do jisté blízkosti k němu, mohou, není-li rychlost jejich příliš veliká, se *spojiti v neutrálnou částici, rekombinovatí se*, čímž jakožto ionty svou existenci končí.

Je-li v objemové jednotce n_1 volných iontů pozitivních, n_2 volných iontů negativních (— tato čísla nemusí být stejná, jak uvidíme —), jest počet vzájemných srážek pozitivních iontů s negativními úměrný jak n_1 , tak n_2 , t. j. úměrný součinu $n_1 n_2$. Při jistém procentu takovýchto srážek nastanou rekombinace, takže počet rekombinací v objemové jednotce za jednu vteřinu jest dán výrazem

$$\alpha n_1 n_2,$$

kdež α , koeficient rekombinace, je číslo menší jedničky; tolik iontů pozitivních a též počet negativních tedy během každé vteřiny z objemové jedničky mizí.

§ 7. Toto předeslavše, vyvolme si v plynu kanál $abcd$, průřezu 1 cm^2 , spojující obě elektrody a omezený všude elektrickými silokřivkami, takže tvoří silovou trubici. Pozorujme děj, jenž se odehrává v jiném průřezu \overline{fg} , od A o x vzdáleném. Jak jsme řekli, vzniká v každé vteřině v 1 cm^3 N pozitivních a N negativních iontů o náboji e abs. jedn. elmag. Je-li intenzita el. pole v místě x dána v abs. míře elmag. F jednotkami, působí na každý ion síla eF dyn. Pohybová rovnice iontu ve směru pole, zanedbáme-li působení tíže, ale zavedeme-li vzhledem k velikému tření a malé rychlosti sílu od tření úměrnou rychlosti, jest

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = Fe - \frac{1}{U} \frac{dx}{dt},$$

kde m je hmota iontu, $\frac{1}{U}$ koeficient stálý charakterisující tření.

Z počátku jest pohyb urychlený, brzo však stane se stejnoměrným, když rychlost dostoupí hodnoty

$$\frac{dx}{dt} = \overline{U} Fe, \quad \text{neboť pak} \quad \frac{d^2x}{dt^2} = 0.$$

Ježto koeficient tření charakterisující nemusí být pro oba druhy iontů též, píšeme jejich rychlosti jakožto

$$u_1 = \overline{U}_1 Fe \quad \text{a} \quad u_2 = \overline{U}_2 Fe.$$

Index 1 označuje nám všude příslušnost k iontu pozitivnímu, 2 k iontu negativnímu. \overline{U}_1 a \overline{U}_2 jsou patrně rychlosti v poli, které by na ionty působilo silou jedné dyny.

§ 8. Má-li nastati ustálený, stacionární stav, nesmí se měniti počet ani pozitivních ani negativních iontů v kterémkoli místě kanálu $abcd$, to znamená, že na př. v části $abgf$ musí počet v jistém čase vznikajících iontů se rovnati počtu iontů v témž čase mizejících jednak následkem pohybu v elektr. poli, jednak rekombinacemi.

§ 9. Výpočet iontů mizejících rekombinacemi jest stížen tím, že počet volných $+$ a $-$ iontů není ve všech průřezech trubice týž, nýbrž závisí na vzdálenosti od elektrod. Rozložíme-li však trubici $abcd$ na vrstvy velmi malé tloušťky dx , lze v každé z nich považovati n_1 a n_2 za stálé, a ježto v objemu $1 \times dx$ mizí za vteřinu počet iontů $\alpha n_1 n_2 \cdot dx$, lze psáti, že v objemu $abgf$ mizí v témž čase rekombinacemi

$$\int_0^x \alpha n_1 n_2 dx$$

iontů pozitivních a tolikéž negativních.

§ 10. Průřezem fg vylétné v každé vteřině směrem v pravo $n_1 u_1$ iontů pozitivních, současně vlétné pak zleva $n_2 u_2$ iontů negativních. Průřezem ab nevletují do $abgf$ žádné ionty pozitivní, ale mizí tam ve vteřině $\overline{n_2 u_2}$ iontů negativních, jež byly náboj svůj desce odevzdaly; $\overline{n_2}$ jest patrně hustota a $\overline{u_2}$ rychlost negativních iontů v bezprostřední blízkosti anody.

§ 11. Mathematický výraz věty vyslovené v § 8. jest tedy pro ionty pozitivní

$$Nx = n_1 u_1 + \int_0^x \alpha n_1 n_2 dx \dots \quad (1)$$

pro negativní

$$Nx + n_2 u_2 = \overline{n_2 u_2} + \int_0^x \alpha n_1 n_2 dx \quad (2)$$

Odečtením rovnice druhé od první vzniká

$$n_1 u_1 = \overline{n_2 u_2} - n_2 u_2,$$

což praví, že celkový počet odcházejících $+$ iontů se rovná celkovému počtu odcházejících $-$ iontů. Jest to samozřejmé při stavu ustáleném, neboť také počet vznikajících a rekombinacemi zánikajících $+$ a $-$ iontů je týž.

Přepíšeme-li tuto rovnici ve tvar

$$\overline{n_2 u_2} = n_1 u_1 + n_2 u_2,$$

lze ji interpretovati následovně: $n_1 u_1 + n_2 u_2$ jest celkový počet iontů za vteřinu jedničkou průřezu ve vzdálenosti x od anody procházejících. Násobíme-li jej nábojem jednoho iontu e , dostáváme výraz pro intensitu proudu 1 cm^2 procházejícího, čili výraz pro *hustotu proudovou* i

$$i = e (n_1 u_1 + n_2 u_2) \quad (3)$$

Dle poslední rovnice nezávisí hustota proudová na x , jest tedy pro všechny průřezy táž.

§ 12. Zcela obdobné úvahy lze provést pro část trubice $fgdc$. Tam vedou k rovnicím

$$N(l-x) + n_1 u_1 = \overline{n_1 u_1} + \int_{l-x}^l \alpha n_1 n_2 dx, \quad (4)$$

$$N(l-x) = n_2 u_2 + \int_{l-x}^l \alpha n_1 n_2 dx, \quad (5)$$

kde $\overline{n_1}$ a $\overline{u_1}$ jest hustota a rychlost pozitivních iontů v bezprostřední blízkosti kathody B .

Odečtením plyne zase

$$\overline{n_1 u_1} = n_1 u_1 + n_2 u_2 = \overline{n_2 u_2}$$

a sečtením rovnice (1) a (5) vztah

$$Nl = n_1 u_1 + n_2 u_2 + \int_0^l \alpha n_1 n_2 dx, \quad (6)$$

jenž praví, že celkový počet vzniklých iontů — ať pozitivních či negativních — se rovná součtu proudem na elektrodách vybavených a rekombinovaných. Z této jednoduché základní rovnice můžeme vésti některé důsledky:

§ 13. I. Učiníme-li zvyšováním intenzity elektrického pole F rychlosti u_1 a u_2 velmi velikými, můžeme docílití toho, že

člen $\int_0^l \alpha n_1 n_2 dx$ mizí proti $n_1 u_1 + n_2 u_2$.

Pak
čili násobením e

$$Nl = n_1 u_1 + n_2 u_2$$

$$Nle = e(n_1 u_1 + n_2 u_2) = J. \quad (7)$$

Z této rovnice vidíme, že hustota proudu plynem nemůže zvyšováním potenciální difference mezi elektrodami — jež se rovná $F \cdot l$ — nabývatí libovolných hodnot jako při vedení metallickém nebo elektrolytickém, nýbrž že nejvyšší hodnotou její jest

$$J = Nle,$$

kteřouž nazýváme *hustotou nasyceného proudu*. Nastává pak tehdy, když všechny ionty působením ionisatoru vzniklé se odnášejí ihned, dříve než mohl se jejich počet rekombinacemi ztenčiti, silným elektrickým polem na elektrody. Nasycený proud nezávisí na velikosti potenciální difference, pokud ovšem jest dostatečně velikou. Pravým opakem proti vedení elektrolytickému, kde intenzita proudu se vzdáleností elektrod úměrně klesá (ježto odpor úměrně stoupá) jest intenzita nasyceného proudu této vzdálenosti přímo úměrna. Jest to snadno pochopitelným; úměrně s touto vzdáleností stoupá počet vzniklých iontů, jež se všechny na elektrody odnesou.

Z intenzit nasyceného proudu můžeme *ceteris paribus* posuzovati intenzitu působení ionisatoru, dle příslušných N , t. j. počtu v 1 cm^3 za vteřinu dissociovaných molekul.

Za poznámku stojí okolnost ta, že za silných *ionisací*, t. j. hustot iontových, tedy při velmi intenzivně působících ionisatorech lze docíliti nasyceného proudu jen velmi vysokými el. poli,

neboť člen

$$\int_0^l an_1 n_2 dx,$$

jenž má býti k zanedbání, má velikou hodnotu. U ionisací slabých docílí se nasyceného proudu snadno.

§ 14. II. Druhý význačný případ nastává, je-li el. pole velmi slabé a tedy *rychlosti* u_1 a u_2 (dle § 7.) *velmi malé*. Pak je počet proudem odnesených iontů velmi malý oproti iontům rekombinovaným, a ježto v celém plynu všude týž počet iontů vzniká a rekombinacemi zaniká, lze předpokládati, že přes existenci el. proudu je hustota iontů pozitivních a negativních

všude táž, t. j.

$$n_1 = n_2 = n.$$

Pak

$$\int_0^l \alpha n_1 n_2 dx = \alpha n^2 l.$$

Z rovnice (6) pak plyne

$$Nl = n(u_1 + u_2) + \alpha n^2 l. \quad (8)$$

Hustota proudová jest

$$i = en(u_1 + u_2).$$

Místo rychlostí iontů u_1 a u_2 , závislých na intensitě pole F , zavádíme do vzorců s výhodou t. zv. *absolutní pohyblivosti* U_1 a U_2 iontů, definující je (srv. § 7.) vztahem

$$u_1 = \bar{U}_1 e \cdot F = U_1 \cdot F, \quad u_2 = \bar{U}_2 e \cdot F = U_2 \cdot F. \quad (9)$$

Jsou tedy absolutní pohyblivosti rychlostí iontů v poli $F = 1$, t. j. v poli intensity 1 elmag. jedničky čili dále v poli $10^{-8} \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$.

Zavedeme-li ještě místo intensity pole F potenciálnou diferencí (v elmag. míře!) mezi elektrodami V dle vztahu $F \cdot l = V$, máme konečně pro hustotu proudu

$$i = ne \frac{V}{l} (U_1 + U_2). \quad (10)$$

a pro proud celkový, je-li plocha elektrod S

$$Si = Sne \cdot \frac{V}{l} (U_1 + U_2).$$

§ 15. Celkový proud Si lze určit galvanometricky (— jen při velmi intenzivních ionisacích a poměrně velikých V —) nebo elektrometricky; rovněž lze změřit potenciální diferencí V a vzdálenost elektrod l . Kdybychom tedy ještě nějakým způsobem dovedli stanovit součin Sne , byla by dána rovnicí (10) metoda, jíž lze určit součet absolutních pohyblivostí iontů $U_1 + U_2$. Násobíme-li onen součin vzdáleností elektrod l , vzniká nový $Slne$, jehož význam jest nesmírně jednoduchý. Jest to patrně celkový náboj všech iontů (buď pozitivních nebo negativních), které se nacházejí mezi deskami v prostoru Sl . Lze jej snadno určit následovně: Když jsme provedli měření Si a V

obvyklými methodami, zarazíme náhle činnost ionisatoru (na př. Röntg. paprsků) a v témž okamžiku zapneme k jedné z desk (na př. *B*) jeden pól batterie o vysokém napětí, jejíž druhý pól jest spojen se zemí. Vzniknuvším silným el. polem rozhodí se veškeré mezi deskami přítomné ionty dle směru pole na obě desky a můžeme pomocí kvadrantového elektrometru s *A* spojeného určití náboj, jeuz se na této desce nahromadil; jest patrné roven $Q = Sine$, z čehož plyne ve spojení s (10)

$$U_1 + U_2 = Si \cdot \frac{l^2}{VQ}.$$

Touto methodou, která dává uspokojivé výsledky jen při silných ionisacích a poměrně veliké vzdálenosti elektrod, — neboť jen pak je náboj *Q* dostatečně veliký — měřil součet pohyblivostí iontů v různých plynech, které nebyly zvláště vysušovány, *E. Rutherford* (Phil. Mag. 44, 422. 1897). Nalezl pro součet pohyblivostí v poli 1 $\frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, t. j. pro $(U_1 + U_2) \cdot 10^8$ následující čísla:

Plyn	$(U_1 + U_2) 10^8$	Plyn	$(U_1 + U_2) 10^8$
H_2	10 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$	CO_2	2·15 $\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$
O_2	2·8 "	SO_2	0·99 "
N_2	3·2 "	Cl	2·0 "
vzduch	3·2 "	HCl	2·55 "

§ 16. Z rovnice (10) pro proud slabý plyne, že jest úměrný potenciální difference mezi elektrodami, že se tedy řídí zákonem Ohmovým. Všechny vývody § 14. platí ovšem pouze pro potenciální difference a proudy velmi malé, což plyne i z rovnice, kterou obdržíme násobíce (8) nábojem *e*. Tak máme

$$Nle = ne(u_1 + u_2) + \alpha n^2le.$$

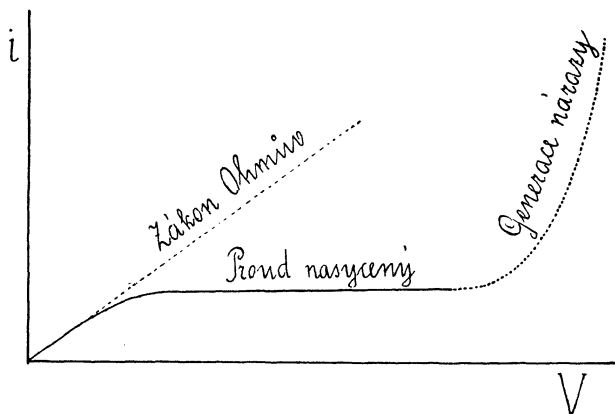
Avšak součin na levé straně není nic jiného, než hustota nasyceného proudu *J*, prvý člen pravé strany je proud *i* a za

n v druhém členu můžeme dosadit hodnotu z rovnice (10) vypočítanou, čímž vznikne

$$J - i = \frac{\alpha}{e} \cdot \frac{i^2}{V^2} \cdot \frac{l^3}{(U_1 + U_2)^2}. \quad (11)$$

Vidíme, že jenom tehdy, pokud je i k zanedbání, oproti I platí $i = \text{Const. } V$, zákon Ohmův. Stojí za připomenutí, že v této rovnici, známe-li hodnotu $(U_1 + U_2)$, jest vše měřitelné, až na podíl $\frac{\alpha}{e}$, jenž se tedy z ní dá stanovit.

§ 17. Ze všeho, co dosud bylo uvedeno, plyne, že nanášíme-li za úsečky potenciální difference, za pořadnice měřený proud v plynu, dostáváme diagramm, jenž jest znázorněn na obrázci 2. vytaženou čarou. Za malých potenciálních difference



Obr. 2.

roste proud dle zákona Ohmova úměrně s nimi, později roste pomaleji a od určité pot. difference počínaje zůstává stálým jakožto proud nasycený.

Při svých vývodech jsme předpokládali, že se pohyb iontů v plynu děje bez urychlení, se stálou, intenzitě el. pole úměrnou rychlostí, podobně, jako se supponuje při vysvětlování vedení elektrolytického. Má-li tento předpoklad platiti, musí tření iontů v plynu býti dostatečně velikým. Jak ukazují pokusy, hoví náš mechanický obraz zkušeností, pokud se tlak plynu nestane příliš

malým nebo potenciálná difference příliš velikou. V prvním případě, když tlak klesne na několik milimetrů rtuti, klesne tření tak, že se ionty pohybují urychleně a mění i svou podstatu — za tlaků nízkých nepřipíná se elektron k molekulám, zůstává volným. Tu ovšem ztrácejí naše vývody založené na úměrnosti rychlosti iontů a el. pole svoji platnost.

Rovněž za velmi vysokých pot. difference nastávají zjevy nové; rychlost iontů nabývá velmi vysokých hodnot. Kdyby, jak jsme předpokládali, bylo jediným zdrojem vzniku iontů vnější ionisující agens, musel by proud i za nejvyšších intenzit pole podržeti stálou velikost proudu nasyceného. Ale pokusy *von Schweidlerovy* (Ber. Wien. Akad. 108, 273. 1899) a *Townsendovy* (Phil. Mag. 1, 198. 1901) ukázaly, že na př. ve vzduchu obyčejného tlaku asi za pole $30.000 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$, za tlaku nižšího při

poli úměrně slabším (za 1 mm tlaku při $40 \frac{\text{Volt}}{\text{cm}}$) se křivka proudová zvedá velmi rychle do výše, jak je na diagrammu (obr. 2.) naznačeno křivkou tečkovanou.

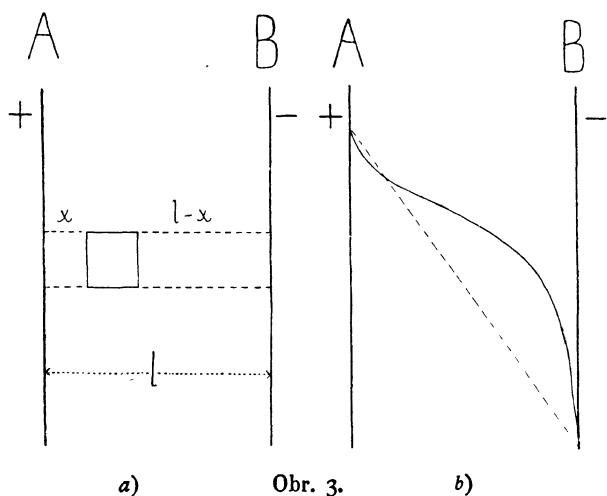
Vysvětlení tohoto zjevu podal první *J. J. Thomson* (Phil. Mag. 50, 278. 1900); dle něho musíme předpokládati, že jakmile ion dosáhne jisté rychlosti, jest schopen nárazem na neutrálné částice rozrážeti je v ionty nové. Theoretické konsekvence této myšlenky zvláště pro výklad vedení samostatného — elektrické jiskry podal *J. S. Townsend* souborně v knížce: *The Theory of Ionization of Gases by Collision* (Londýn, Constable 1910, str. 88.).

Z čísel udaných v § 15. vidíme, že rychlosti iontů v plynu jsou daleko větší než rychlosti iontů v elektrolytech; jestiž pohyblivost iontů elektrolytických řádu několika desetitisícin cm za vteřinu. To jest vedle různého způsobu vzniku ionisace v plynech a v elektrolytech důvodem, proč neznáme v těchto dosud proudu nasyceného. Mohl by vzniknouti teprve při velmi vysokých potenc. differencech a tedy i prouděch. Přece však jsou přes zmíněnou malou pohyblivost iontů proudy v elektrolytech daleko silnější než v plynech a to proto, poněvadž jest jich množství neskonale větší. Dlužno si tudíž představovati — ač-li ovšem jsou náboje iontů v obou případech řádově téže

velikosti — proud v elektrolytu jakožto velmi pomalu se valící nesmírnou spoustu nabitých částíček, kdežto proud v plynu jakožto velmi rychle poletující malý počet jich.

Rozdělení náboje a potenciálu mezi deskami.

§ 18. Z rychlého pohybu iontů, který za nasyceného proudu nastává mezi deskami, plyne nestejnoměrné rozdělení volného náboje a potenciálu v tomto prostoru, jak nás snadno poučuje následující úvaha.



Objemovou jedničkou ležící blíže k pozitivně nabitě desce (obr. 3. a) proběhnou v jistém čase všechny — ionty obsažené v tečkovaném sloupci v pravo a současně všechny + ionty, z tečkovaného sloupce v levo. Nachází se tam tudíž současně více — iontů než + iontů, to jest, ve vrstvách poblíže pozitivné desky (anody) jest volný náboj negativný, a naopak ve vrstvách poblíže negativné desky (kathody) přebytek + iontů, tedy volný náboj pozitivný.

Stejný počet pozitivních i negativních iontů bude v tenké vrstvě, kteráž — jsou-li rychlosti obou druhů iontů stejné — se nachází vzhledem k symetrii uprostřed mezi deskami. Tam

jest tedy hustota volného náboje rovna nulle. Nejsou-li rychlosti iontů stejné, nýbrž je-li na př. rychlost — iontů větší než + iontů, bude tato vrstva, jak obdobná snadná úvaha učí, poblíže anody, jsou-li pozitivné ionty rychlejší než negativné, bude neutrálná vrstva blíže katody.

Blížkost vrstev s volným nábojem pozitivním u katody a s volným nábojem negativním u anody vede k tomu, že jest v těchto místech spád potenciální větší, než by byl za stejnoměrného rozdělení potenciálu, to znamená za všude stejnoměrné hustoty iontů obou znamení, kdež by tedy byl volný náboj všude nullový, tak jak jsme to předpokládali v § 14, a jak tomu tedy jest za stadia Ohmova proudu. Bude tedy rozdělení potenciálu dáno křivkou znázorněnou v obr. 3. b); je-li její inflexní bod blíže k desce pozitivní, jest rychlost negativních iontů větší než pozitivních a naopak.

§ 19. Úvahy předchozího paragrafu lze snadno přiodítí rouchem mathematickým. Je-li jako dříve hustota + iontů n_1 , — iontů n_2 a náboj elem. e , jest množství volné elektřiny pozitivní v objemové jedničce $e(n_1 - n_2)$. Při nasyceném proudu, kde rekombinace jsou k zanedbání, platí dle rovnice (1) a (5)

$$Nex = n_1 e u_1$$

$$Ne(l - x) = n_2 e u_2.$$

Jest tedy prostorová hustota volného pozitivního náboje

$$e(n_1 - n_2) = Ne \left(\frac{x}{u_1} - \frac{l - x}{u_2} \right). \quad (12)$$

Zavedeme-li absolutní pohyblivosti

$$U_1 = \frac{u_1}{F} \quad \text{a} \quad U_2 = \frac{u_2}{F},$$

máme pro hustoty

$$n_1 = \frac{Nx}{U_1 F} \quad \cdot \quad n_2 = \frac{N(l - x)}{U_2 F}$$

a pro poměr hustot nábojů obou znamení

$$\frac{n_1}{n_2} = \frac{x}{l - x} \cdot \frac{U_2}{U_1}. \quad (13)$$

Je-li pohyblivost obou druhů iontů táž, $U_1 = U_2$, jest $n_1 = n_2$ pro $x = l - x$ t. j.

$$x = \frac{l}{2} \quad \text{a} \quad n_1 > n_2 \quad \text{pro} \quad x > \frac{l}{2}, \quad n_1 < n_2 \quad \text{pro} \quad x < \frac{l}{2}.$$

Při pohyblivostech nestejných $U_1 \geq U_2$ jest místo x_0 , kde není volného náboje, kde $n_1 = n_2$, dáno vztahem

$$x_0 U_2 = (l - x_0) U_1$$

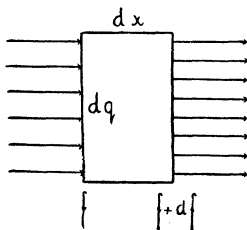
čili

$$x_0 = \frac{l U_1}{U_1 + U_2}, \quad (14)$$

jest tedy tím blíže k pozitivní desce, čím je U_2 větší oproti U_1 .

§ 20. Pro další vývody musíme vzpomenouti Gaussovy věty, která praví: Počet z nějakého objemu vystupujících silokřivek rovná se 4π -násobnému pozitivnímu náboji v onom objemu uzavřenému. Při tom jest počet silokřivek procházejících jedničkou plošnou k nim kolmou (1 cm^2) dán elektrostaticky měřenou silou elektrickou a také náboj jest měřen v elektrostatických jednotkách.

Velmi jednoduše lze tuto větu formulovati mathematicky v poli, o němž jednáme, které má všude týž směr osy x -ové.



Obr. 4.

Vytkněme v něm elementární hranol průřezu dq , výšky dx a aplikujme na něj Gaussovů větu. Přední základnou vstupuje do něj silokřivek $f \cdot dq$, kde f jest elektrostatická síla v místě základny, zadní plochou vystupuje jich

$$\left(f + \frac{\partial f}{\partial x} dx \right) dq = (f + df) dq.$$

Počet silokřivek celkem vystupujících jest tedy $df \cdot dq$ a rovná se $4\pi \cdot Q \cdot df \cdot dq$, kdež Q jest pozitivní náboj v jednotce objemové elektrostaticky měřený. Z toho plyne

$$\frac{df}{dx} = 4\pi Q.$$

Chceme-li — jako v tomto článku veskrze — užívatí absolutních měř elektromagnetických, musíme vzpomenouti, že elektromagnetická jednička el. síly jest $3 \cdot 10^{10}$ -krátě čili c -krátě menší než elektrostatická, kdežto elm. j. náboje je c -krátě větší než elstat. Bude tudíž, označíme-li elmagn. měřenou el. sílu F a náboj Q_m

$$\frac{dF}{dx} = 4\pi c^2 \cdot Q_m. \quad (15)$$

§ 21. Dosadíme-li do věty (15) za $Q_m = e(n_1 - n_2)$, plyne dle (12) pro rozdělení el. síly mezi deskami

$$\frac{dF}{dx} = 4\pi c^2 \cdot Ne \left(\frac{x}{n_1} - \frac{l-x}{n_2} \right)$$

nebo zavedeme-li absolutní pohyblivosti

$$4\pi c^2 \cdot Ne \left(\frac{x}{U_1} - \frac{l-x}{U_2} \right) = F \frac{dF}{dx}.$$

Zavedeme-li dle rovnice (7) hodnotu nasyceného proudu $J = Nel$, plyne dále

$$4\pi c^2 \cdot \frac{J}{l} \left(\frac{x}{U_1} - \frac{l-x}{U_2} \right) = F \frac{dF}{dx} \quad (16)$$

čili rozepsáním

$$F \cdot \frac{dF}{dx} \cdot \frac{U_1 U_2 l}{4\pi c^2 J} = x(U_1 + U_2) - U_1 l.$$

Snadnou integrací posléze

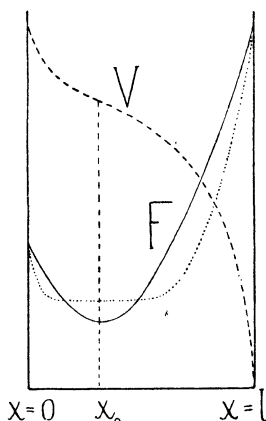
$$\frac{U_1 U_2 l}{8\pi c^2 J} \cdot F^2 = \frac{1}{2} (U_1 + U_2) x^2 - U_1 l x + Const. \quad (17)$$

Nanášíme-li vzdálenosti x od pozitivné desky za abscissy, síly F za ordinaty, dostáváme *hyperbolu*, jak na obr. 5. je značeno.

F^2 a tedy i F je minimem, je-li $\frac{dF^2}{dx} = 0$ čili dle rovnice (16) při $x = x_0$, pro něž platí

$$x_0 (U_1 + U_2) = lU_1 \text{ t. j. } x_0 = l \frac{U_1}{U_1 + U_2}$$

čili dle rovnice (14) právě v onom místě, kde je hustota negativních a pozitivních iontů táž. Tam je síla, t. j. potenciální



Obr. 5.

gradient, nejmenší, neboť $F = -\frac{dV}{dx}$, kde V je potenciál. Po-
něvadž pak tam

$$\frac{dF}{dx} = -\frac{d^2V}{dx^2} = 0,$$

má křivka potenciálu v onom místě bod inflekční. V obr. 5.,
který odpovídá případu $U_2 > U_1$, jest křivka potenciálová V
čárkována. Najdeme-li pokusně hodnotu x_0 , stanovili jsme tím
také poměr pohyblivostí obou druhů iontů, neboť platí patrně

$$\frac{U_1}{U_2} = \frac{x_0}{l - x_0}.$$

Rozdělení potenciálu mezi deskami můžeme zkoumati buď
kovovou sondou s elektrometrem spojenou, nebo odkapovou
elektrodou; podobné práce vykonali *Zeleny* (Phil. Mag. 46, 120.
1898) a *Child* (Wied. Ann. 65, 152. 1898).

Z hořeních vývodů vidíme, že, je-li pohyblivost iontů negativních daleko větší než iontů pozitivních (jako tomu je někdy v plamenech), nastává značný spád potenciálu pouze při kathedě, a vice versa.

§ 22. Poznámka k platnosti těchto vývodů: Předpokládali jsme, že proud mezi elektrodami je nasycený, čili že rekombinace jsou k zanedbání. Ale rekombinace přestávají úplně teprve při $an_1n_2 = 0$, t. j. když hustota iontů je nullou, čili při nekonečně silných polích, takže by měl nasycený proud nastati teprve při $F = -\frac{dV}{dx} = \infty$, kdež ovšem zase nastává generace iontů nárazy. Proto křivka nasyceného proudu v obr. 2. nejde úplně rovnoběžně s osou absciss, nýbrž velmi nepatrně se zvedá. Hyperbola námi nalezená se při proudech neúplně nasycených poblíže vrcholu zplošťuje, jak asi značí tečkovaná křivka na obr. 5.

Přesnější theorii rozdělení potenc. gradientu mezi deskami podal *Thomson* (Conduction II. vyd. str. 84 – 103), jemuž se však integrace základní differ. rovnice podařila pouze pro některé speciální případy a *G. Mie* (Ann. d. Phys. 13, 857. 1904), jenž ji integroval methodou postupných aproximací. Srovnej ještě práci *Rieckeovu* (Ann. d. Phys. 12, 814. 1903) a experimentální verifikaci *Retschinskyho* (Ann. d. Phys. 17, 518. 1905).

Poměry při ionisaci povrchové.

§ 23. Důležitý případ vedení mezi deskami nastává tehdy, když ionty nevznikají v celém prostoru AB stejnoměrně, jak jsme dosud předpokládali, nýbrž pouze v nejbližším sousedství jediné desky, třeba na př. anody A . Pak do prostoru AB odcházejí pouze odpuzované ionty pozitivní, negativní zůstávají na desce, jíž odevzdávají svůj náboj. Budiž v místě x pozitivních iontů v jednotce objemové počet n_1 ; n_2 se patrně rovná nulle. Je-li tamže elektrická síla F , v místě $x + dx$ pak $F + dF$, tu dle věty Gaussovy § 20. (15) platí

$$\frac{dF}{dx} = 4\pi c^2 \cdot n_1 e. \quad (18)$$

Ionty ty pohybují se rychlostí $u_1 = U_1 F$, takže za vteřinu jich projde jedničkou průřezu $u_1 n_1$, o náboji $u_1 n_1 e$, jenž značí nám hustotu proudovou i_1 . Máme tedy dosazením z (18) za n_1

$$i_1 = U_1 F e n_1 = \frac{1}{4\pi c^2} \cdot U_1 F \frac{dF}{dx}. \quad (19)$$

Násobením dx a integrací mezi $x = 0$ a $x = x$ plyne

$$i_1 x = \frac{1}{8\pi c^2} U_1 (F_x^2 - F_0^2),$$

kdež F_0 je elektrická síla v bezprostřední blízkosti desky. Kvadrát elektrické síly F_x^2 stoupá tedy lineárně se vzdáleností x .

§ 24. Je-li ionisace poblíže desky A velmi intenzivní, tu, jak se dá dokázat i a jak plyne ostatně přímo z názoru, je F_0 velmi přibližně rovno nulle, takže

$$F_x = \sqrt{\frac{8\pi c^2}{U_1}} \sqrt{i_1} \sqrt{x}. \quad (20)$$

V tomto případě plyne snadno výraz pro rozdíl potenciálů V mezi deskami, neboť

$$V = \int_0^l F_x dx = \sqrt{\frac{8\pi c^2}{U_1}} i_1 \int_0^l x^{1/2} dx = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{8\pi c^2}{U_1}} i_1 \sqrt{l^3}$$

a proudová hustota

$$i_1 = \frac{3}{4} \frac{U_1}{8\pi c^2} \cdot \frac{V^2}{l^3}. \quad (21)$$

Obrátíme-li směr el. pole mezi deskami, putují od kathody A k B pouze ionty negativní a hustota proudová

$$i_2 = \frac{3}{4} \frac{U_2}{8\pi c^2} \cdot \frac{V^2}{l^3},$$

takže

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{U_1}{U_2},$$

t. j. poměr proudových hustot jest zároveň poměrem pohyblivosti obou druhů iontů.

Proud tedy obrácením směru pole nezmění jen svůj směr, nýbrž i svou velikost, vedení jeví se, jak říkáme, *unipolárním*.

§ 25. Theoretická podmínka vzniku iontů pouze na jediné desce dá se splnit při ozáření desky světlem ultrafialovým, nebo tehdy, je-li „aktivní“ deska tvořena rovinou plamene na př. Bunsenova.

V tomto druhém případě našel Child (Phys. Review 1901)

z měření V , i_1 a l pro

l	cm	2	4	6
$U_1 \cdot 10^8$	$\frac{cm}{sec}$	2·27	2·21	2·00

z čehož plyne pro pohyblivost pozitivního iontu z Bunsenova plamene $2\cdot16 \frac{cm}{sec}$ v poli $1 \frac{Volt}{cm}$; pro negativní ion našel podobně $2\cdot6 \frac{cm}{sec}$.

Povrchová ionisace jest velmi důležitá pro zkoušení radioaktivních látek rozestřených ve velmi tenké vrstvě na jedné desce „ionisační komory“, proti níž stojí deska druhá, s elektrometrem spojená. Hoření podmínky nejsou však zde striktně splněny, ježto i záření málo pronikavá prostupují a ionisují vrstvu několika centimetrů plynu. Je-li však vzdálenost desk proti této tloušťce veliká, platí alespoň přibližně podobné vztahy. *Rutherford* našel (Phil. Mag. 2, 210. 1901) při slabě aktivním praeparátu radiovém na jedné desce rozestřeném a při vzdálenosti desk rovné $10\ cm$, že: 1. proud rostl rychleji než potenciální difference V , ač ne tak rychle jako V^2 ; 2. proud byl vždy větší, byla-li deska s praeparátem nabita negativně, než byla-li pozitivní, protože $U_2 > U_1$. Difference byla tím větší, čím plyn byl sušší, právě tak, jako tomu je u pohyblivostí, jak dále uvidíme.

Velmi zajímavý výsledek plyne z podané theorie: Proud nemůže za daného V a l přestoupiti jistou konečnou hodnotu, nechť zvyšujeme aktivitu materiálu sebe více.

O koeficientu rekombinace.

§ 26. V ionisovaném plynu, na nějž nepůsobí elektrické pole, nastane stav ustálený tehdy, rovná-li se počet vznikajících iontů počtu v témž čase rekombinovaných. Nazveme-li jako dříve

počet iontů (obou znamení) v jednotce objemové vznikajících N , a počet konečný za stavu stacionárního n_0 , praví hoření podmínka

$$N = \alpha n_0^2 \quad \text{čili} \quad n_0 = \sqrt{\frac{N}{\alpha}}. \quad (22)$$

α zvali jsme koeficientem rekombinace. Jakmile přestane ionisator působiti, ztrácejí se ionty rekombinacemi, a ovšem klesnutí počtu iontů $n = n_1 = n_2$ v jistém okamžiku v jednotce objemové se nacházejících se rovná počtu iontů v témž čase rekombinovaných, t. j.

$$-dn = \alpha n^2 \cdot dt. \quad (23a)$$

Pro počet iontů v čase t plyne integrací rovnice $-\frac{dn}{n^2} = \alpha \cdot dt$, ježto α je časově stálé

$$\frac{1}{n} = \alpha t + C. \quad (23b)$$

Integrační konstanta C má význam $\frac{1}{n}$ v čase $t = 0$, t. j. v okamžiku, kdy ionisator přestal působiti. Byl-li tedy stav ustálený, jest $C = \frac{1}{n_0}$, a

$$\frac{1}{n} = \alpha t + \frac{1}{n_0} = \alpha t + \sqrt{\frac{\alpha}{N}},$$

z čehož

$$n = \frac{n_0}{1 + n_0 \alpha t}. \quad (24a)$$

Pro dobu T , během níž klesne původní počet n_0 na polovici, plyne dosazením $n = \frac{n_0}{2}$ hodnota

$$T = \frac{1}{\alpha n_0} = \frac{1}{\sqrt{\alpha N}}. \quad (24b)$$

Tento čas T je malý při vysokých ionisacích, je-li N veliké, proto jest obtížno při silných ionisacích dosíci nasyceného proudu.

§ 27. Rovnici (23) zkoušel experimentálně *Rutherford* (Phil. Mag. 44, 422. 1897) pro plyny ozářené Röntgenovými a uranovými (Phil. 47, 109. 1899) paprsky, *Mc. Clung* (Phil. Mag. 3, 283. 1902) rovněž pro Röntgenovy paprsky a *Mc. Clelland* (Phil. Mag. 46, 29. 1898) pro plyny z okolí světél-

ného oblouku. Zkouška pokusná je umožněna tím, že spolu s počtem iontů klesá také pozitivní a negativní náboj plynu, jež lze snadno elektrometrem zjistiti.

Direktní metoda, již užil v prvně jmenované práci *Rutherford*, spočívá v tom, že se pomocí Helmholtzova kyvadla v jistém okamžiku přeruší působnost ionisatoru (při Röntgenových paprscích primární proud induktoria) a po časech různé délky na to vhodí velikou potenciální diferencí veškeré ionty na př. pozitivné na desku spojenou s elektrometrem, jehož výchylka se zaznamená. Příkladem zde uvádím dvě z Rutherfordových pozorovacích řad.

Čas t	Výchylka elektrometru	Čas t	Výchylka elektrometru
0·004 sec.	184	0·004 sec.	174
0·08 "	183	0·45 "	139
0·45 "	106	2 "	107
2 "	37	4 "	54
4 "	19	8 "	30
		16 "	16

Druhá řada za daleko slabší ionisace (citlivost elektrometru volena daleko větší) ukazuje, že ještě po 16 vteřinách podržel plyn asi 10% ionisace původní. Chod čísel hovoří úplně rovnici (23).

Srovnáváním poločasu T , jež takto lze zjistiti, za pokud možno stálého N resp. n_0 lze dle rovnice (24b) zjistiti relativné hodnoty koeficientu rekombinace v různých plynech; Rutherford našel pro pořadí plynů HCl , SO_2 , Cl , CO_2 , H_2 a vzduch čísla 0·75, 1·25, 2, 3·3, 4·8 a 11. Novější měření podílu $\frac{\alpha}{e}$ (následující §) nejeví tak značné rozdíly α pro různé plyny.

§ 28. Jiná metoda pro plyny, jež jsou ve větších množstvích k dispozici, v různých obdobách užívaná spočívá v následujícím: Proud plynu ionisovaného (v obr. 6. zářením ura-

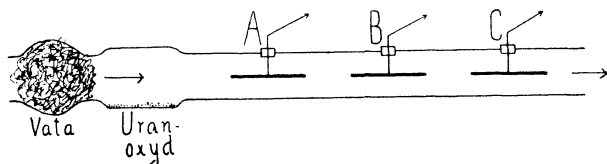
niumoxydu) a před tím filtrovaného vede se stálou měřitelnou rychlostí skrze dlouhou válcovitou kovovou a dosti širokou, (aby byla ztráta iontů difusí, o níž později, k zanedbání) trubici s elektrodami A, B, C , jež jsou izolované v ose válce upevněny, a jež lze spojit s elektrometrem. Spojíme-li válec s jedním pólem batterie o vysokém napětí, jejíž druhý pól jest spojen se zemí, lze měřit nasycený proud v místech A, B a C , úměrný hustotě iontů n v těch místech panující. Z rovnice (23b) plyne

$$\frac{1}{n_A} = \alpha t_1 + C, \quad \frac{1}{n_B} = \alpha t_2 + C$$

čili

$$\frac{1}{n_B} - \frac{1}{n_A} = \alpha (t_2 - t_1),$$

kdež $t_2 - t_1$ je čas, jež plyn potřeboval, aby došel od elektrody A k elektrodě B .



Obr. 6.

Je-li A objem plynu, jenž prochází v časové jednotce každým průřezem trubice, jest nasycený proud, který obdržíme v místě elektrody A a B

$$J_A = n_A \cdot e \cdot A \quad \text{a} \quad J_B = n_B \cdot e \cdot A,$$

kdež e jest iontový náboj.

Z hoření rovnice plyne pak

$$\frac{1}{J_B} - \frac{1}{J_A} = \frac{\alpha \cdot (t_2 - t_1)}{e \cdot A}.$$

Lze ještě zavést vzdálenost d obou elektrod a průřez q trubice dle samozřejmé relace

$$A = \frac{d}{t_2 - t_1} \quad \text{takže} \quad \frac{1}{J_A} - \frac{1}{J_B} = \frac{q \cdot d}{A^2} \cdot \frac{\alpha}{e}.$$

Takto určuje se podíl $\frac{\alpha}{e}$.

Další metoda k určení téhož podílu, jež ovšem předpokládá znalost součtu absolutních pohyblivostí obou iontů, plyne z rovnice (11).

§ 29. Dle citované práce *Mc. Clungovy* a dalších: *Townsendovy* (Phil. Trans. 193, 129. 1900), *Langevinovy* (Ann. chim. phys. 28, 289. 1903) a *Hendrenovy* (Phys. Review 21, 314. 1905) jest hodnota $\frac{\alpha}{e}$, násobená rychlostí světla ($3 \cdot 10^{10}$) pro vzduch asi 3400 (střední hodnota z 3380, 3420, 3200, 3500). *Retschinsky* (Ann. d. Phys. 17, 518. 1905) obdržel hodnotu poněkud větší 4140, uživ k ionisaci α -paprsků radia, velmi nestejněměrné, proti našemu předpokladu ionisace v celém objemu stejnoměrné.

Z toho plyne pro absol. hodnotu α číslo asi 10^{-6} , takže bylo v 1 cm^3 vzduchu za 1 vteřinu ca. $10^{-6} \cdot n^2$ rekombinací. V kinetické teorii plynů však se dovozuje, že vzájemných nárazů n molekul plynových je za týž čas v témž objemu vzduchu asi $10^{-10} \cdot n^2$. Bylo by tedy rekombinací iontů asi 10000kráté více než kollisí téhož počtu molekul nenabitých. Důvod toho neleží snad v tom, že by ionty byly daleko větší než částice neutrálné, nýbrž, jak *Thomson* (C. of E. str. 24 a násl.) přibližným výpočtem dokazuje, právě v jejich nábojích, jež se vzájemně přitahují.

Z výsledků *Rutherfordových* i pozdějších plyne, že se koeficient rekombinace značně zvětšuje přítomností prachu v plynu, patrně proto, že se ionty připínají k poměrně velmi velikým částicím prachovým a pak snadněji setkávají s ionty opačného znamení.

Na tlaku jest koeficient rekombinace téměř nezávislý mezi 1 až 5 atmosferami (*Mc. Clung*, *Langevin*), za tlaků menších jedné atmosféry s tlakem klesá. V odporu s tím našel *Mc. Clung*, že α od 15° do 270° C s teplotou stoupá, ale *Erikson* (Phil. Mag. 18, 328. 1909) nejnověji stanovil, že, jak dle chodu s tlakem bylo očekávati, naopak klesá, stoupá-li teplota, takže za -180° C je asi dvakráté větší než za $+12^\circ$ C.

(Dokončení.)