

Karel Teige

Vedení elektřiny a tepla v kovech. [IV.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 54 (1925), No. 2, 175--189

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122363>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1925

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 a tepla v kovech.

Referuje Karel Teige.

(Pokračování.)

2. Elektronová theorie thermoelektřiny.

Thermodynamická theorie thermoelektřiny odvodila nám sice dvě rovnice mezi thermoelektrickými veličinami, avšak nemůže nám ničeho říci o vlastní dynamice thermoelektřiny. O tom poučuje nás teprve elektronová theorie thermoelektřiny, kterou nyní podáme.

Historicky je zajímavé, že již dávno před teorií elektronovou vybudoval F. Kohlrausch¹³⁾ teorií thermoelektřiny, jejíž základy úplně souhlasí s představami elektronové theorie. Základní dva předpoklady Kohlrauschovy theorie jsou tyto: V kovu vždy je spojen s proudem tepelným transport elektřiny, a s proudem elektrickým transport tepla. Za tohoto předpokladu odvodil pak Kohlrausch zákon o thermoelektrické síle, jakož i o Peltierovu zjevu. Kohlrauschovy předpoklady nabyly odůvodnění teprve elektronovou teorií. Neboť elektron, který se pohybuje v kovu následkem potenciální difference, podržuje také svůj tepelný pohyb, tedy přenáší teplo, a naopak vlivem tepelné difference pohybující se elektron přenáší elektrický náboj.

Abychom si podstatu thermoelektřiny učinili názornější, uvažujme nejprve vedení tepla v plynu, neboť již víme, že elektrony v kovu se řídí obdobnými zákony, jako ideální plyn. Uvažujme válec naplněný plynem, jehož jednu základnu náhle oteplíme. Tu povstane náhle rozdíl tlakový, který se však zase rychle vyrovná pohybem molekul plynových, takže zase v celém válci bude stejný tlak, nikoli však hustota plynu, neboť následkem různosti teploty bude na místech studenějších hustota větší než na místech teplejších. To plyne ze stavovné rovnice ideálních plynů, dle které tlak plynu je úměrný součinu z absolutní teploty a hustoty plynu.

V kovu jsou poměry obdobné, avšak komplikovanější tím, že na místech, kde se hromadí elektrony, hromadí se také záporný elektrický náboj. Naproti tomu na těch místech, kde je elektronů méně než v případě, kdy je celý kov stejně temperován, máme náboj kladný, neboť kladná elektřina v kovu je nepohyblivá, ta je pevně vázána na atomy kovu. Nyní však začne působiti elektrická přitažlivost a to tak, že elektrony z míst studenějších, kde jich je přebytek, jsou přitahovány do míst teplejších, která mají kladný

¹³⁾ F. Kohlrausch: Pogg. Ann. 156, 601, 1875.

náboj. Tu vytvoří se jakýsi rovnovážný stav, který je charakterisován tím, že tlaková difference rovná se elektrostatické přitažlivosti. Abychom si odvodili vzorec pro potenciální difference mezi dvěma místy kovové tyče jednotkového průřezu (teplota tyče mění se pouze směrem osy, tedy průřezy kolmé na osu mají stejnou teplotu) a délky dx , budeme pokračovati takto:

Označíme-li vzniklou elektrickou sílu E , tu na každý elektron působí síla Ee a na všechny elektrony v naší tyči délky dx síla $EeNdx$. Má-li tedy býti rovnováha, musí tlakový rozdíl dp mezi konci naší části tyče býti

$$dp = EeNdx,$$

z čehož

$$E = \frac{1}{Ne} \cdot \frac{dp}{dx}.$$

Jelikož pak dle kinetické theorie je tlak elektronů dán výrazem

$$p = \frac{2}{3} NaT,$$

bude

$$E = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{Ne} \cdot \frac{dNT}{dx}.$$

Potenciální pak difference mezi konci našeho kousku tyče délky dx

bude

$$V = Edx = \frac{2\alpha}{3e} \cdot \frac{1}{N} \cdot \frac{dNT}{dp}.$$

Tím jsme ukázali, že v kovové tyči, ve které je gradient teploty, povstane také elektrická difference. Má-li pak touto tyčí procházeti elektrický proud, musí potenciální difference, kterou vznikl tento proud, překonati vedle odporu tyče také potenciální difference vzniklou následkem gradientu teploty. A to je právě výklad Thomsonova zjevu.

Následkem potenciální difference V obdrží elektron v délce tyče dx přírůstek energie

$$E_1 = V \cdot e = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{N} \cdot \frac{dNT}{dx}.$$

Současně však elektron, poněvadž přichází z teplejších míst do studenějších ztrácí množství energie

$$E_2 = \alpha \frac{dT}{dx} dx.$$

Celková pak ztráta bude

$$E_2 - E_1 = \left(\alpha \frac{dT}{dx} - \frac{2}{3} \frac{\alpha}{N} \frac{dNT}{dx} \right) \cdot dx,$$

což možno upravit na tvar

$$E_2 - E_1 = \frac{\alpha}{3} \left(\frac{dT}{dx} - 2T \frac{d e_n N}{dx} \right) \cdot dx.$$

Proud intenzity i přenáší $\frac{i}{e}$ elektronů za vteřinu, následkem čehož Thomsonovo teplo proudem vyvinuté

$$w = \frac{\alpha i}{3e} \left(\frac{dT}{dx} - 2T \frac{d e_n N}{dx} \right) dx = \sigma \cdot i \cdot dT,$$

z čehož

$$\sigma = \frac{\alpha}{3e} \left(1 - 2T \frac{d e_n N}{dT} \right).$$

Podíl $\frac{\alpha}{3e}$ má přibližnou hodnotu 0.45×10^4 .

Thomsonovo teplo naproti tomu má daleko menší hodnotu pročež výraz v závorce musí být velmi malý, čili přibližně musí být,

$$1 - 2T \frac{d \log N}{dT} = 0,$$

anebo

$$\frac{1}{2} d \log T = d \log N,$$

z čehož obdržíme přibližný zákon pro závislost počtu elektronů na teplotě ve tvaru

$$N = C \cdot \sqrt{T}.$$

Ze vzorce pro Thomsonovo teplo σ dále plyne, že u těch kovů, u kterých toto teplo je kladné, počet elektronů N roste s teplotou pomaleji než \sqrt{T} , naproti tomu u těch kovů, u nichž je záporné, rychleji.

Předpokládáme-li, že elektrony v různých kovech mají různou hustotu, a tím také tlak, pochopíme, že při styku dvou kovů, přejde část elektronů z kovu, ve kterém je tlak elektronů větší, do kovu, ve kterém je tlak menší, čímž vznikne potenciální difference mezi těmito dvěma kovy. Prochází-li pak elektrický proud rozhraním těchto dvou kovů, musí tuto potenciální diferencii překonat, a v tom je právě příčina Peltierova tepla a thermoelektrické síly. Vzorec pro thermoelektrickou sílu možno takto odvoditi:

Označme thermoelektrickou diferencii mezi kovy A a B , E_{AB} , pak abychom přenesli jeden mol elektronů F z kovu A do kovu B , musíme vykonati práci, která se rovná $E \cdot F$. Avšak jelikož pře-

cházejí tyto elektrony z tlaku p_A na tlak p_B , je jiný výraz pro tuto práci

$$- RT \ln \frac{p_A}{p_B}.$$

(Při tom ovšem nepřehlídíme k práci, kterou elektrony musí vykonati při průchodu rozhraním.)

Položíme-li znaménko rovnosti mezi oba tyto výrazy pro tuto práci, obdržíme

$$-E = \frac{R}{F} T \ln \frac{p_A}{p_B} = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} T \ln \frac{p_A}{p_B}.$$

$$E = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} T \ln \frac{p_B}{p_A}.$$

Jelikož tlaky elektronů mají se k sobě tak jako jich hustota, je také

$$E = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} T \ln \frac{n_B}{n_A}.$$

Dosadíme-li za α a e numerické hodnoty, obdržíme

$$E = 0.9 \cdot T \ln \frac{n_B}{n_A} \cdot 10^{-4} \text{ Volt.}$$

Dle Kelvinových rovnic mezi thermoelektrickou silou E a Thomso-
novým teplem musí býti splněn vztah

$$\frac{d^2 E}{dT^2} = \frac{\sigma_A - \sigma_B}{T}.$$

Dosadíme-li sem dříve nalezené hodnoty, dostaneme

$$2 \cdot \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} \frac{d}{dT} \ln \frac{n_B}{n_A} + \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} T \frac{d^2}{dT^2} \ln \frac{n_B}{n_A} = \frac{2\alpha}{3e} \frac{d}{dT} \ln \frac{n_B}{n_A},$$

odkud upravením obdržíme diferenciální rovnici pro poměr počtu
elektronů v obou kovech

$$\frac{d}{dT} \ln \frac{n_B}{n_A} + T \frac{d^2}{dT^2} \ln \frac{n_B}{n_A} = 0.$$

Integrovaním této rovnice dostaneme

$$T \frac{d}{dT} \ln \frac{n_B}{n_A} = \text{konst.} = k,$$

odtud další integrací je

$$\ln \frac{n_B}{n_A} = \ln T^k,$$

z čehož pro poměr počtu elektronů obdržíme konečně

$$\frac{n_B}{n_A} = T^k.$$

Theorie Rieckeova, o které jsme již v theoretické části prvního oddílu tohoto článku se zmínili, dospívá k tomuto výrazu pro elektromotorickou sílu thermočládku složeného ze dvou kovů, jichž styková místa mají teploty t' a t''

$$E = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} \ln \frac{N_1}{N_2} (t'' - t') + \frac{1}{3} \frac{\alpha}{e} (\delta_1 - \delta_2) (t''^2 - t'^2).$$

Porovnáním pak s výsledky měření nabudeme tyto hodnoty pro poměr hustoty elektronů v různých kovech a pro rozdíl temperaturního koeficientu počtu elektronů v různých kovech

kov	N_1/N_2 olovo	$\delta_1 - \delta_2$ olovo
Se	12000	—
Te	345	—
Sb	1·33	—
Fl	1·224	— 0·00057
Ag	1·025	0·00017
Cu	1·016	0·00011
Pt	0·993	— 0·00013
Bi	0·527	—

Proti uvedené teorii thermoelektrické síly bylo uvedeno několik závažných námitek. Zde uvedeme tyto tři:

1. U špatných vodičů (jak patrně z tabulky u *Se* a *Te*) dospíváme k nemožně velikým hodnotám pro koncentraci elektronů.

2. Při tání kovů nenastává žádný skok (anebo velmi malý) v thermoelektrické síle, to by znamenalo, že táním se nemění koncentrace elektronů v kovu, což se dá těžko srovnati se změnou jiných vlastností kovů při tání (na př. elektrické vodivosti).

3. U anisotropních krystalů v různých směrech je různá thermoelektrická síla. Proto Baedeker¹⁴⁾ a hlavně pak Krüger¹⁵⁾ vybudovali teorii thermoelektricity na obecnějších základech. Jelikož v základech jsou obě tyto teorie stejné, pojednáme zde pouze o teorii Krügerově, která je propracovanější.

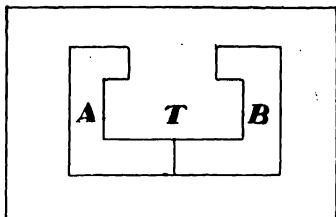
¹⁴⁾ Baedeker, Phys. Zeitschr. sv. 11. str. 809, r. 1910.

¹⁵⁾ Krüger, Phys. Zeitschr. sv. 11. str. 800, r. 1910 a sv. 12. str. 360, r. 1911.

3. Krügerova theorie thermoelektřiny.

Uvažujme ve vakuu kovy A a B , které jsou sletovány v místě stykovém (viz obr. 5.). Ve vakuu nechť je tlak elektronů p a celý tento systém nechť má teplotu T . Tak máme v našem kruhu tři potenciální difference. Jednu na stykové ploše obou kovů a dvě na povrchu obou kovů. Abstrahujeme-li od Voltaova zjevu, který, jak ukázal *Greinacker*, má původ v tenkém kapalinovém povlaku na kovu musí býti součet všech tří uvedených rozdílů potenciálních roven nule. Potenciální difference na rozhraní kov-vakuum počítá *Krüger* zcela tak, jako *Nernst* na kovové elektrodě v roztoku. Je-li tlak elektronů nad kovem A za teploty T (absolutní) P_a , ve vakuu pak tlak elektronů p , tu potenciální difference mezi kovem a vakuem je

$$E'_a = RT \ln \frac{P_a}{p},$$



Obr. 5.

kde R je elektrolytická plynová konstanta. Zcela podobně pro kov B platí

$$E'_b = RT \ln \frac{P_b}{p}.$$

Je-li E'_{ab} potenciální difference mezi kovy A a B a jelikož, jak jsme řekli, platí

$$E'_{ab} = E'_a - E'_b$$

tu je

$$E'_{ab} = RT \ln \frac{P_a}{P_b}.$$

Je tedy tento výraz, jak se dalo očekávat, nezávislý od tlaku elektronů ve vakuu. Derivováním tohoto vztahu obdržíme

$$\frac{dE'_{ab}}{dT} = R \ln \frac{P_a}{P_b} + RT \frac{d}{dT} \ln \frac{P_a}{P_b}.$$

Dle *Clausius-Clapeyronovy* rovnice je mezi vypařovacím teplem kapaliny q a tensí páry p vztah

$$\frac{d \ln p}{dT} = \frac{q}{RT^2}.$$

Krüger připouští platnost této rovnice také pro elektrony. Je-li pak q_a a q_b vypařovací teplo elektronů z kovu A a B , tu je

$$\frac{d \ln P_a}{dT} = \frac{q_a}{RT^2},$$

$$\frac{d \ln P_b}{dT} = \frac{q_b}{RT^2}.$$

Označíme-li rozdíl $q_a - q_b$ písmenou q_{ab} , a připomeneme-li si rovnici

$$R \ln \frac{P_a}{P_b} = \frac{E'_{ab}}{T},$$

obdržíme

$$\frac{dE'_{ab}}{dT} = \frac{E'_{ab}}{T} + \frac{q_a - q_b}{T} = \frac{E'_{ab} + q_{ab}}{T}.$$

Výraz $E'_{ab} + q_{ab}$ je veškeré teplo, které se absorbuje, vypaří-li se grammolekula elektronů z kovu A a kondensuje-li se v kovu B , při čemž musí ještě překonat potenciální diferencii E_{ab} . Skládá se tedy toto tepelné zabarvení z části elektrické a neelektrické.

Vypařovací teplo elektronů skládá se ze dvou částí. Z disociačního tepla elektronů (elektrony totiž musí se dříve uvolnit (disociovat) z neutrálních atomů) a tepla, které je nutné k přechodu volných elektronů ze vnitř kovů do vakuu. Označme disociační teplo čárkou, přechodné pak dvěma čárkami, takže

$$q_a = q'_a + q''_a, \quad q_b = q'_b + q''_b.$$

Prochází-li proud elektronů kovovým kruhem, ve stykovém místě kovů A a B , tu nastává ve stykovém místě přechod pouze volných elektronů, pročež Peltierovo teplo

$$\Pi = E'_{ab} + q''_a - q''_b.$$

První Kelvinova rovnice pro thermoelektrickou sílu E zní pak

$$\frac{dE}{dT} = \frac{\Pi}{T} = \frac{E'_{ab} + q''_a - q''_b}{T}.$$

Naproti tomu pro stykovou potenciální diferencii odvodili jsme

$$\frac{dE'_{ab}}{dT} = \frac{E'_{ab} + q'_a - q'_b + q''_a - q''_b}{T}.$$

Rozdíl $dE - dE'$ uvádí Krüger ve vztah s Kelvinovým teplem. Jelikož však nebéře Krüger ohled na kinetickou teorii elektronů, jsou další úvahy, dle mého mínění, příliš jednostranné

a kusé. Proto se nimi dále nebudeme zabývat. Další velkou vadou této theorie je to, že aplikuje na tlak elektronů rovnici Clausius-Clapeyronovou, což by bylo oprávněno pouze tehdy, kdyby počet elektronů v cm^3 kovu nezávisel na teplotě.

4. Rozšíření theorie Krügerovy.

V pojednání „Theorie piezothermoelektrické síly“¹⁶⁾ dospěl jsem ke vztahu mezi P_a , P_b , q_a , q_b a hustotami elektronů N_a a N_b

$$\ln \frac{P_a}{P_b} = \ln \frac{N_a}{N_b} - \frac{q_a - q_b}{RT},$$

odkud
$$\frac{d}{dT} \ln \frac{P_a}{P_b} = \frac{d}{dT} \ln \frac{N_a}{N_b} + \frac{q_{ab}}{RT^2} - \frac{1}{PT} \frac{dq_{ab}}{dT}.$$

To vloženo do rovnice

$$\frac{dE'_{ab}}{dT} = \frac{E'_{ab}}{T} + RT \frac{d}{dT} \ln \frac{P_a}{P_b},$$

dává
$$\frac{dE'_{ab}}{dT} = \frac{E'_{ab}}{T} + \frac{q_{ab}}{T} + RT \frac{d}{dT} \ln \frac{N_a}{N_b} - \frac{dq_{ab}}{dT}.$$

Jelikož výraz pro Peltierovo teplo je tentýž jako v původní theorii Krügerově, bude také

$$\frac{dE_{ab}}{dT} = \frac{II}{T} = \frac{E'_{ab} + q''_{ab}}{T}.$$

Rozdíl pak

$$\frac{d(E'_{ab} - E_{ab})}{dT} = \frac{q'_{ab}}{T} + RT \frac{d}{dT} \ln \frac{N_a}{N_b} - \frac{dq_{ab}}{dT}.$$

Je-li r_a specifické teplo volných elektronů v kovu A, je Thomsonovo teplo

$$\sigma_a = \frac{d(E_a - E'_a)}{dT} - r_a,$$

pročež

$$\sigma_a - \sigma_b = -\frac{q'_{ab}}{T} - RT \frac{d}{dT} \ln \frac{N_a}{N_b} + \frac{dq_{ab}}{dT} - r_{ab}.$$

Jelikož

$$\frac{d(q''_a - q''_b)}{dT} = r_a - r_b,$$

je

$$\sigma_a - \sigma_b = \frac{d(q'_a - q'_b)}{dT} - \frac{q'_a - q'_b}{T} - RT \frac{d}{dT} \ln \frac{N_a}{N_b}.$$

¹⁶⁾ Teige, Rozpravy čes. Akademie, roč. 27., čís. 26. (1919).

Je-li specifické teplo elektronů volných ve všech kovech stejné, což jsme oprávněni předpokládati, vymizí první člen pravé strany, a my máme rovnici, ze které plyne

$$\sigma_a = \text{konst.} - \frac{q'_a}{T} - RT \frac{1}{N_a} \frac{dN_a}{dT}.$$

Porovnáme s výrazem pro σ_a a na str. 177. obdržíme

$$\sigma_a = \frac{\alpha}{3e} \left(1 - 2T \frac{1}{N_a} \frac{dN_a}{dT} \right) - \frac{q'_a}{eT},$$

při čemž zavedli jsme za elektrolytickou plynovou konstantu R , kterou užívá Krüger, konstanty námi dříve užívané α a e . Porovnání s výsledky měření je zatím nemožné, poněvadž neznáme ani q'_a , ani dosti přesně závislost počtu elektronů na teplotě.

5. Théorie síly piezothermoelektrické.

Zcela tak, jako mezi dvěma kovy vzniká síla thermoelektrická, tak vzniká také mezi dvěma částmi téhož kovu, které jsou pod různými tlaky. V pojednání, citovaném v předešlé kapitole, podal jsem teorii tohoto úkazu. Tam, za předpokladů, které jsme učinili při modifikaci Lorentz-Rieckeovy théorie (str. 390. předešlého ročníku) dospěli jsme pro piezothermoelektrickou sílu E mezi kovem nestlačeným a kovem, na který působí hydrostatický tlak dp

$$E = \frac{2}{3} \frac{\alpha}{e} \left[\sigma - \frac{\beta\gamma}{\varrho c} \right] dp,$$

při čemž

γ značí (přibližně) temperaturní koeficient počtu elektronů dělený absolutní teplotou T ;

β koeficient kubické roztažlivosti tepelné;

ϱc tepelnou kapacitu cm^3 kovu;

σ koeficient kompressibility;

α Boltzmannovu konstanta a

e náboj elektronu.

Bohužel není možné přímé potvrzení tohoto vzorce, poněvadž neznáme přesně závislost počtu elektronů na teplotě, neboť víme, že ani z Thomsonova tepla tato závislost přímo neplyne. Pouze přibližně můžeme usuzovati, že ty kovy, které mají větší Thomsonovo teplo, mají menší γ . Ve sloupcích periodické soustavy prvků, totiž Thomsonovo teplo stoupá s atomovým číslem. V citované práci ukázal jsem, že totéž platí pro koeficient γ , čítaný ze svrchu uvedené rovnice.

Zjevy galvanomagnetické a thermomagnetické.

Část experimentální.

Působí-li na kovový vodič, kterým prochází elektrický nebo tepelný proud, magnetické pole, tu nastává řada zjevů, které shrnujeme pod názvem zjevy galvanomagnetické a thermomagnetické. Zjevy tyto obyčejně pozorujeme na plošných, velmi tenkých vodičích, které jsou postaveny kolmo na směr magnetického pole.

Prvý zjev, který sem patří, objevil r. 1879 američan Hall, který záleží ve vzniku potenciální difference ve směru kolmém i na směr primárního proudu i na směr magnetického pole.

Obdobný vznik temperaturní difference, ve směru kolmém na směr elektrického proudu a magnetického pole objevil roku 1887 V. Ettingshausen.

Nahradíme-li proud elektrický proudem tepelným, tu v magnetickém poli vznikne jednak elektrická potenciální difference, jednak temperaturní difference. Na první zjev poprvé upozornili r. 1886 v Ettingshausen a Nernst, na druhý pak r. 1887 Leduc a Righi.

Čtyři zcela obdobné zjevy povstávají také v podélném směru desky, tedy ve směru primárního proudu elektrického. Tyto zjevy nazýváme longitudinálními zjevy nebo efekty, na rozdíl od dříve uvedených, které zveme transversálními.

Vedle těchto čtyř longitudinálních zjevů v transversálním magnetickém poli, jsou ještě obdobné longitudinální zjevy v longitudinálním poli.

Rozdělení těchto zjevů můžeme si takto znázorniti dle Campbella:¹⁷⁾

Zjevy způsobené v transversálním magnetickém poli

	Galvanomagnetické.		Thermomagnetické.	
	Elektroelektrické.	Elektrotepelné (thermické).	Thermo- elektrické.	Thermo- thermické
Zjev transversální	Potenciální difference. Zjev Hallův.	Rozdíl teploty. Zjev Ettingshausenův.	Potenciální difference. Zjev Nernstův.	Rozdíl teploty. Zjev Righi-Leducův.
Zjev longitudinální.	Potenciální difference. Změna odporu.	Rozdíl teploty.	Potenciální difference.	Rozdíl teploty a změna vodivosti tepelné.

¹⁷⁾ Galvanomagnetic and thermomagnetic effects. New York 1923.

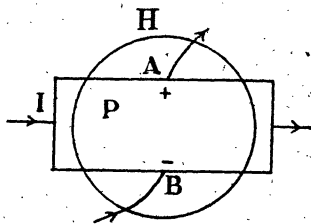
Zjevy způsobené v longitudinálním magnetickém poli.

Zjev longitudinální.	Zjev galvanomagnetický.		Zjev thermomagnetický.	
	Elektro- elektrické.	Elektro- thermické.	Thermo- elektrické.	Thermo- thermické.
	Potenciální diference. Změna odporu.	Rozdíl teploty.	Potenciální diference.	Rozdíl teploty a změna vodi- vosti tepelné.

Část experimentální.

1. Zjev Hallův.

Prochází-li kovovou deskou (viz obr. 6.) elektrický proud J , je-li výška této desky b a nalézá-li se v magnetickém poli H , tu vznikne mezi body AB , které bez magnetického pole jsou equipotenciální,



Obr. 6.

elektromagnetická síla E , která je úměrná výšce desky b , intenzitě i elektrického i magnetického pole. Můžeme tedy psát

$$E = R \cdot b \cdot i \cdot H.$$

Při tom $J = i \times \text{tloušťka desky} \times b$.

Faktor úměrnosti R nazýváme Hallovým koeficientem. Při tom i a E vyjadřujeme v absolutních jedničkách, b v cm , H v gaussech. Je tedy Hallův koeficient R transversální potenciální diference v desce výšky $1\ cm$, která nalézá se v magnetickém poli intenzity $1\ gauss$ a prochází-li jí elektrický proud o absolutní jednotkové intenzitě.

Na Hallův zjev můžeme pohlížeti jako na rotaci equipotenciálních čar ve vodiči vlivem pole magnetického. Avšak ve všech kovech není směr této rotace stejný. Značí-li kruh H směr Ampèrova proudu, který nám může zastoupiti magnetické pole, tu obraz 6. značí případ, kde Hallův koeficient je kladný. To je

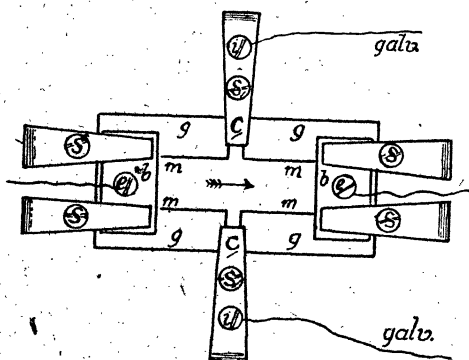
u železa, kobaltu, zinku a antimonu. Záporný je u zlata, stříbra, niklu, vizmutu, cínu, (mědi, platiny, alumina a magnesia.

Method k měření Hallova zjevu je již slušná řada. Tak Campbell (l. c.) uvádí jich dvanáct.

Methody k měření Hallova zjevu.

Hall¹⁸⁾ svoji nejstarší metodu popisuje takto:

„Na obr. 7., který je v poloviční velikosti užité desky *g, g, g, g*, značí desku skleněnou, na které spočívá kovový proužek *m, m, m, m*. Kontakt s tímto proužkem tvoří dvě tlusté mosazné destičky *b, b*, které jsou pevně přidržovány k desce čtyřmi mosaznými svorkami.



Obr. 7.

kteří jsou upevněny šroubky *S, S, S, S*. Proud elektrický vstupuje a vystupuje z kovového proužku dvěma přívody, které šroubky *e, e* přidržují k destičkám *b, b*. Ze středu kovového proužku vycházejí dva výběžky, které tvoří připojení ke dvěma svorkám *C₁, C₂*, jež jsou upevněny šroubky *S₁, S₂*. Od šroubků *i, i* vedou dráty ke Thomsonovu galvanometru.“

„Při pokusech právě zmíněná deska je vložena mezi póly magnetu tak, aby směr magnetické síly byl na ni kolmý“.

Tímto uspořádáním dosáhl Hall stálého uchýlení na škále Thomsonova galvanometru kolem 30 cm.

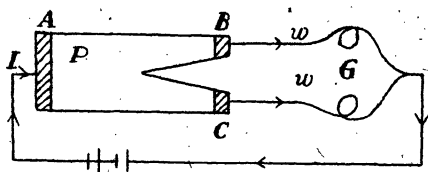
Jelikož vlivem značného oteplení kovového proužku vznikají v něm thermoelektrické zjevy, vložil Hall¹⁹⁾ r. 1885 celou, výše popsanou desku do vody, při čemž učinil také malou změnu v přívodu proudu.

¹⁸⁾ Hall. Am. Journ. Sci. sv. 20., str. 161, roku 1880; Phil. Mag. sv. 10., str. 301., r. 1880.

¹⁹⁾ Hall. Am. Journ. Sci. 29., str. 117, r. 1885; Phil. Mag. sv. 19., str. 419., r. 1885.

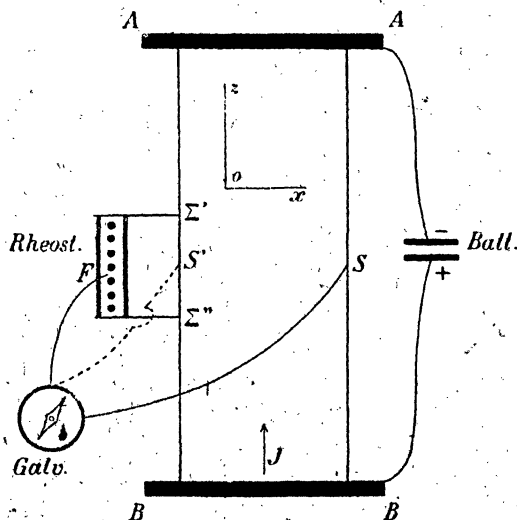
Z roku 1883 pochází metoda Righi-ho.²⁰⁾ Righi užil kovové deštičky zvláštního tvaru, která je naznačena na obr. 8.

Primární elektrický proud J vede se do desky jedním drátem z desky pak dvěma dráty w, w , do diferenciálního galvanometru



Obr. 8.

kde procházejí proudy protivnými směry. Není-li v galvanometru žádná výchylka, když na desku nepůsobí magnetické pole, tu objeví se výchylka, jakmile na desku působí magnetické pole. Z českých fyziků udal metodu k měření Hallova zjevu r. 1904 Kolářek.²¹⁾ (Viz obr. 9.)



Obr. 9.

K tenkému kovovému proužku přitavíme v AA a BB dva měděné dráty spojené s póly článku. V proužku pak vznikne elektrický proud od BB k AA , jehož equipotenciální čáry jsou rovnoběžné s BB a AA . Najdeme je tak, když jeden pól galvanometru

²⁰⁾ Righi. Mem. Acead. Sci. Bologna; sv. 5. str. 115; r. 1883.

²¹⁾ Kolářek: Elektrizita a magnetism. Praha 1904.

spojíme s S , druhý pak přiložíme k takovému místu S , aby galvanometrem neprocházel proud.

Umístíme-li nyní náš proužek v magnetickém poli, jehož silokřivky stojí kolmo na proužku, galvanometr ukazuje proud, který změnil svůj směr při obrácení směru silokřivek.

Jelikož je dosti nesnadno nalézt k bodu S equipotenciální místo S' , doporučuje Koláček tuto metodu. V libovolném místě S přitaví se k desce na pravo jedna galvanometrová elektroda a na protě ní na levé straně dva dráty Σ' a Σ'' , které se spojí s rheostatem o značném odporu, čímž potenciální difference mezi Σ' a Σ'' je rozdělena na celý tento veliký odpor. Na něm existuje zajisté bod F , jenž má týž potenciál jako S . Lze jej rheostatem pohodlně nalézt.

Výsledky měření Hallova koeficientu.

Hallova elektromotorická síla je přímo úměrná primárnímu proudu a nepřímo úměrná tloušťce kovové deštičky. U látek ferromagnetických jsou poměry komplikovanější.

Tato elektromotorická síla je dále úměrná intenzitě magnetického pole, pokud tato není příliš veliká. Při těchto silných magnetických polích, hlavně u kovů ferromagnetických a silně krystalických, jako u vizmutu a antimonu je Hallův koeficient menší, než u polí slabších. Jako příklad budíž zde uveden Hallův koeficient u vizmutu, jak závisí na intenzitě magnetického pole H , vyjádřeně v gaussech, jak jej naměřili Ettingshausen a Nernst²²⁾ roku 1887.

H	1650	2520	3640	6080	8170	9830	11100
R	-10.27	-9.50	-8.72	-7.14	-6.12	-5.40	-4.95

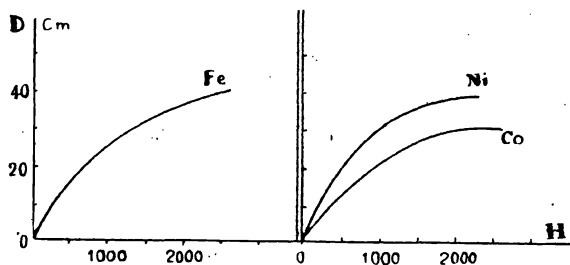
U zlata a stříbra je Hallův zjev přímo úměrný intenzitě pole, jak roku 1893 Kundt²³⁾ zjistil. Naproti tomu u látek ferromagnetických, jak patrně na obr. 10., je značná úchylna od lineárního průběhu. Měření tato jsou také od Kundta. U krystalů závisí velikost Hallova zjevu také na směru, ve kterém je deštička udělána. Pokud se týče vlivu teploty na Hallův zjev, můžeme říci toto: U kovů ferromagnetických Hallův koeficient vzrůstá s teplotou k maximu, které je v okolí Curieova bodu, stává se velmi malým za vyšší teploty a blíží se k nule v bodu tání kovu.

U neferromagnetických látek nejeví tento koeficient žádnou pravidelnost. U některých vzrůstá, u jiných klesá s teplotou. Není možno, a nemělo by také účelu udáti zde veškeré výsledky měření Hallova zjevu. Dostí podrobně je probírá Campbell v citované již knize.

²²⁾ Wied. Ann. sv. 33., str. 474., r. 1888.

²³⁾ Wied. Ann. sv. 49., str. 257., r. 1893.

Hallův koeficient a specifický odpor látek mění se až asi 10⁷krát, to znamená, že některé látky mají odpor až 10⁷krát větší, než jiné. Naproti tomu poměr $\frac{R}{\rho}$ je mnohem konstantnější, jak ukazuje těchto několik příkladů pocházejících z tabulky, kterou uveřejnili r. 1913 Königsberger a Gottstein,²⁴⁾ kde ρ značí specifický odpor při 18° C a R Hallův koeficient při téže teplotě:



Obr. 10.

	R	ρ	$\frac{R}{\rho}$
Si	+ 1.85 × 10 ²	4.4 × 10 ⁻²	4.2 × 10 ³
Ag	- 8.9 × 10 ⁻⁴	1.6 × 10 ⁻⁶	5.5 × 10 ²
Au	- 7.2 × 10 ⁻⁴	2.3 × 10 ⁻⁶	3.5 × 10 ²
Pt	- 2.0 × 10 ⁻⁴	1.1 × 10 ⁻⁵	1.8 × 10 ¹
Cd	+ 5.9 × 10 ⁻⁴	7.6 × 10 ⁻⁶	7.8 × 10 ¹
Zn	+ 1.0 × 10 ⁻³	6.1 × 10 ⁻⁶	1.6 × 10 ²
Sb	+ 1.2 × 10 ⁻¹	4.5 × 10 ⁻⁵	2.7 × 10 ³
Slitina Sb. Cd.	8.01	5 × 10 ⁻²	1.6 × 10 ²

Řadově je tedy poměr $\frac{R}{\rho}$ asi 10². To, jak se k tomu v části theoretické ještě vrátíme, poukazuje k tomu, že střední volná dráha elektronů je ve všech látkách řadově stejná. (Pokračování.)

²⁴⁾ Phys. ZS. sv. 14., str. 232., r. 1913.