Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky

Josef A. Theurer

O thermodynamice dějů nepřevratných. [II.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 35 (1906), No. 3, 219--230

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/122461`

Jsou-li dány vektory **a** a **b** výrazy

$$\mathbf{a} = x_1\mathbf{i} + y_1\mathbf{j} + z_1\mathbf{k},$$
$$\mathbf{b} = x_2\mathbf{i} + y_2\mathbf{j} + z_2\mathbf{k},$$

bude

$$\begin{aligned}\mathbf{a}\times\mathbf{b} &= (x_1\mathbf{i} + y_1\mathbf{j} + z_1\mathbf{k})\times(x_2\mathbf{i} + y_2\mathbf{j} + z_2\mathbf{k})\\ &= x_1x_2\mathbf{i}\times\mathbf{i} + x_1y_2\mathbf{i}\times\mathbf{j} + x_1z_2\mathbf{i}\times\mathbf{k}\\ &+ y_1x_2\mathbf{j}\times\mathbf{i} + y_1y_2\mathbf{j}\times\mathbf{j} + y_1z_2\mathbf{j}\times\mathbf{k}\\ &+ z_1x_2\mathbf{k}\times\mathbf{i} + z_1y_2\mathbf{k}\times\mathbf{j} + z_1z_2\mathbf{k}\times\mathbf{k},\end{aligned}$$

čili vzhledem k rovnicím (10)

$$\mathbf{a}\times\mathbf{b} = (y_1z_2 - z_1y_2)\mathbf{i} + (z_1x_2 - x_1z_2)\mathbf{j} + (x_1y_2 - y_1x_2)\mathbf{k}, \tag{11}$$

kterouž rovnici lze též psáti ve formě

$$\mathbf{a}\times\mathbf{b} = \begin{vmatrix}\mathbf{i} & \mathbf{j} & \mathbf{k}\\ x_1 & y_1 & z_1\\ x_2 & y_2 & z_2\end{vmatrix}$$

Proveďme nyní tak zvanou *inversi* souřadnic, t. j. zaměňme kladné směry všech tří os x, y, z v protivné; tím přejdeme od soustavy souřadnic v pravo točivé k soustavě v levo točivé. Ve výraze $\mathbf{a} = x_1\mathbf{i} + y_1\mathbf{j} + z_1\mathbf{k}$ změní se pak vektory základní **i**, **j**, **k** po řadě v $-\mathbf{i}$, $-\mathbf{j}$, $-\mathbf{k}$; tudíž i složky $x_1\mathbf{i}$, $y_1\mathbf{j}$, $z_1\mathbf{k}$ vektoru **a** promění svá znaménka v protivná. (Pokračování.)

O thermodynamice dějů nepřevratných.

Napsal Dr. **Jos. Theurer**, professor montanistické vysoké školy v Příbrami.

(Pokračování.)

Rovnice (9^b) zní pro děj ryze thermický

$$\eta = T_2\frac{dS_1}{dt} - W_2\left(\frac{dS_1}{dt}\right)^2,$$

aneb vzhledem k tomu, že $\eta dt = dQ$, kdež dQ jest množství tepla *jakožto energie*, jež s jednoho tělesa na druhé přešlo:

$$dQ = T_2 dS_1 - W_2\left(\frac{dS_1}{dt}\right)^2 dt. \tag{10}$$

Z rovnice této lze vyčísti daleko více, než Clausiovu nerovnici

$$dQ < T_2 dS_1,$$

jež — jak patrno — zůstává platnou i při nové, Wiedeburgově definici entropie. Ovšem plynulo by z ní dále, že teplota T, obsažená v nerovnici

$$dS > \frac{dQ}{T},$$

vztahuje se výslovně na *okolí* a nikoli na *hmotu* neb na povrch její.

Kdežto z nerovnice Clausiovy plyne pro $dQ = 0$, $dS > 0$, plyne z rovnice Wiedeburgovy (10), že $dQ = 0$ a $dS_1 = 0$ značí totéž. Člen $W_2 \left(\frac{dS_1}{dt}\right)^2 dt$ má pak v differenciálním zákoně tentýž význam, jako veličina N v integrálním zákoně Clausiově (viz následující oddíl); jest to veličina podstatou svou kladná, avšak úplně určitá, a má vlastnost, na jejíž možnost poukázal Helm, že totiž zmizí zároveň s $dQ = 0$.

Dalším podstatným důsledkem hypothesy Wiedeburgovy jest, že teplo přestává býti tvarem energie nižšího řádu, za nějž obecně se má, nýbrž že staví se úplně na roveň jiným tvarům energie.

Svou hypothesu, zajisté smělou, protože všemu dotud obecně užívanému odporující, zkouší Wiedeburg na zvláštních případech. Tak v uvedeném pojednání studuje pomocí její vztahy mezi torsí a tepelným stavem válcovité tyče neb drátu, při níž dospívá k mathematickému výrazu pro dopružování i pro analogický úkaz tepelný. V jiném pojednání [16]) zkoumá obdobně vztahy mezi tepelnou a elektrickou vodivostí kovů a — rozšiřuje své úvahy na *tři* stavové stránky změn — na souvislost odporových veličin kovů s kohésí, při čemž užívá k verifikaci svých výsledků prací Strouhalových a Barusových o odporu a tvrdosti ocele.

V další práci kritisuje Wiedeburg [17]) se stanoviska energetického vůbec a své theorie nepřevratných dějů zvláště některé pojmy staré nauky o teple, dokud tato tvořila celek pro sebe uzavřený, bez souvislosti s ostatními oddíly fysiky. Jest to zejména pojem „množství tepla“, jak zavedli jej ve vědu

Black v kalorimetrii a *Fourier* v nauce o vedení tepla, a pojem „tepelného obsahu“. Wiedeburg poukazuje k tomu, že se stanoviska energetického nutno veličinám těm rozuměti jinak, nežli jak dosud se dělo v „čisté“ nauce o teple. Kdežto dle starší nauky o teple bylo „množství tepelné“ definováno výrazem (obecně) cdt, ukazuje Wiedeburg, že dle jeho theorie pro teplo jakožto tvar energie sice také vyplývá výraz Cdt, že však veličina C podstatně, dimensionálně se liší od Blackovy veličiny c. Clausiova *entropie* pak jest totožná se starým pojmem „tepelného obsahu“. Dedukce své zkoumá Wiedeburg na theoretickém zpracování zákonů o specifickém teple, a dovozuje zákon, že specif. teplo čistých kovů roste s rostoucí teplotou, a to — v prvním přiblížení — lineárně. Závěr práce tvoří rozkládání thermických veličin a celkové energie v rozličné části. Další pokračování téže práce [18]) vztahuje se na studium fysikálně nestejnorodých hmot, a to na kov, jímž za rozdílů temperaturních a potenciálových proudí teplo a elektřina. Z dedukcí vyplývají — vedle hojných jiných výsledků — vztahy mezi effektem Thomsonovým, Peltierovým a thermoelektromotorickou silou, jak jsou z dosavadního badání známy Konečně ukazuje Wiedeburg, že úkazy t. zv. „čistého“ vedení tepla nejsou dějem čistě thermickým, ale že nutno je pojímati se stanoviska současné změny jejich stavu co do kohése. Tím ovšem se význam konstanty pro tepelnou vodivost velmi komplikuje, a vykládá se, proč mezi ní a elektrickou vodivostí není přísně zákonité souvislosti.

Závěr prací Wiedeburgových [7]) na tomto poli tvoří úvaha, jak se jeho thermodynamika nepřevratných dějů řadí k thermodynamice dosavadní, a pokud se jí její výsledky mění neb modifikují.

Vedle uvedené již okolnosti, že Wiedeburg klade v popředí své thermodynamiky nepřevratných dějů *princip o zachování entropie,* jest velezajímavo, že Wiedeburg se staví proti hypothese, kterou celá dosavadní thermodynamika činí, a kterouž právě z Clausiovy nerovnice dovozuje princip o vzrůstu entropie, že totiž z libovolného stavu, z něhož vycházejíc dostihne hmota dějem *nepřevratným* jistého stavu konečného, lze do téhož konečného stavu dospěti *vždy také dějem převratným.* Pro děje nepřevratné nelze dle Wiedeburga stanoviti entropii pouze souřadnicemi stavu konečného obdobně, jako nelze magnetický moment tyče stanoviti pouze z dočasné hodnoty magnetující síly a teploty, nebo jako nelze stanoviti délku drátu, podrobeného změnám napětí a teploty, z dočasných hodnot těchto proměnných — ač jinak zajisté jest zcela určita.

Ovšem vyskytuje se přirozeně při tak rozdílném způsobu nazírání pochybnost, zda — kdybychom se přidrželi Wiedeburgovy theorie — by opuštěním principu o vzrůstu entropie neukázaly se přečetné dedukce, na základě druhé hlavní věty thermodynamické učiněné, nesprávnými, jež přece byly tak velikého významu pro vědu a tak skvěle byly zkušeností potvrzeny. Odpověď na pochybnost tuto dává Wiedeburg sám, a to zápornou; neboť veškery ve fysice i fysikální chemii z II. hlavní věty odvozené dedukce zakládají se na kruhových dějích *převratných*, pro něž obě theorie jsou totožné.

Právem pozastavuje se tu Wiedeburg po stránce methodické nad tím, že při obyčejném dovození II. hlavní věty pro děje *převratné* vycházíme od věty, že teplo dle své podstaty přechází „samovolně“ pouze s tělesa teploty vyšší na těleso teploty nižší. Abychom dovodili větu pro děje *převratné*, odvoláváme se na větu, platící pro děj *nepřevratný*. Z toho by plynulo, že kdyby se dokázalo, že na př. „samovolné“ vedení tepla není dějem nepřevratným, že by platnost II. hlavní věty *i pro děje převratné* přestala. Proto ukazuje Wiedeburg, jak platnost II. hlavní věty lze dokázati *bez* odvolávání se na děje nepřevratné, a upozorňuje na význam věty

$$dQ = TdS$$

po stránce energetické, jakožto rozklad tepelné energie ve dva faktory tvaru JdM.

Co pak se týče dějů nepřevratných, tu podává Wiedeburg obzvláště zajímavý analogický příklad z nauky o elektřině, jenž podstatu celé jeho theorie a nazírání na děje nepřevratné jasně a zřetelně illustruje. Pomysleme si libovolný svodič, jemuž tenkým drátem přivádíme elektrický náboj. Tím mění se náboj q i potenciál φ onoho svodiče, a drátem prochází proud $i = \frac{dq}{dt}$.

Změna energie jest tedy dána výrazem

$$de = \varphi dq + wi^2 dt,$$

kdež w jest konstanta hmoty drátu známého významu. Že druhý člen jeví se ve tvaru tepelném, nevadí; jest přece původu elektrického, a energie onoho tělesa (svodiče s drátem) se oběma členy mění. Změníme-li nabíjení ve vybíjení, t. j. učiníme-li dq záporným, změní se sice znaménko členu prvého, nikoli však znaménko členu druhého, tak že člen druhý značí právě tu část děje, která je nepřevratná.

Mějmež druhý, podobný svodič, rovněž drátem opatřený; spojíme-li oba dráty spolu, tak že náboje se vyrovnají, obdržíme, označujíce veličiny obou svodičů se týkající příslušnými indexy:

$$q_1 + q_2 = konst \qquad \text{čili } dq_1 = - dq_2.$$

Ze zákona o zachování energie plyne současně:

$$- de_1 = + de_2$$

čili

$$- \left(\varphi_1 dq_1 + w_1 \left(\frac{dq_1}{dt}\right)^2 dt\right) = + \left(\varphi_2 dq_2 + w_2 \left(\frac{dq_2}{dt}\right)^2 dt\right)$$

aneb, uvážíme-li že $i = - \frac{dq_1}{dt}$, dále:

$$i(w_1 + w_2) = \varphi_1 - \varphi_2,$$

což jest výraz Ohmova zákona. I můžeme považovati celý děj jako prostý přechod energie, při čemž ovšem energií rozumíme rozšířený výraz, jak nahoře řečeno (t. j. ne pouze výraz φdq).

Abychom obdrželi analogon Carnotova děje, pomysleme si nyní, že oba svodiče nepřijdou v přímý, bezprostřední styk, nýbrž že máme ještě svodič třetí, který je pohyblivý, koná práci a sprostředkuje výměnu elektrické energie. Tento třetí svodič budiž bez připojeného drátu (aby jeho proměny byly převratné). Kdyby oba dříve uvedené svodiče drátů neměly, přijal by svodič třetí při nekonečně krátkém doteku od prvého svodiče energii $- \varphi_1 dq_1$ a odevzdal by druhému $+ \varphi_2 dq_2$; protože pak $- dq_1 = + dq_2 = dq_1$, byla by celková práce, třetím svodičem vykonaná,

$$(\varphi_1 - \varphi_2) dq.$$

Mají-li však oba svodiče dráty (což odpovídá dějům nepřevratným), jest táž práce dána výrazem

$$(\varphi_1 - \varphi_2)\,dq - (w_1 + w_2)\,i^2 dt,$$

t. j. *menší* než ona, dříve uvedená práce, tak že tato se jeví jako maximální práce, dosažitelná pouze v mezním případu, že svodiče (obdobné zdrojům) odporu nemají. Výraz $(w_2 + w_1)\,i^2 dt$ značí „ztrátu" proti onomu meznému případu; ztráta ta jest ovšem nezbytná, neboť by bez ní výměna energie vůbec možná nebyla. — Dotýkají-li se oba svodiče přímo, bez sprostředkování svodičem třetím, tak že práce jím vykonaná vůbec odpadá, jest

$$(\varphi_1 - \varphi_2)\,dq = (w_1 + w_2)\,i^2 dt,$$

t. j. *veškeré* vůbec dosažitelné práce (t. j. výraz na levé straně rovnice) užije se k udržování děje, čili „ztráta" rovná se dosažitelné práci. Píšeme-li pak rovnici ve tvaru

$$\varphi_1 dq - \varphi_2 dq = (w_1 + w_2)\,i^2 dt,$$

lze říci také, že z množství energie $\varphi_1 dq$, svodiči prvému odňaté, se převede na svodič pouze množství menší $(\varphi_2 dq)$; ostatek se „ztratí" a promění v teplo. Při tom definujeme ovšem pojem „energie" jinak, než prvotně, totiž pouhým součinem φdq. Pak ale můžeme říci, že také zde s klesáním energie jednoho druhu jest nutně spojena proměna jiného množství energie v jiný druh energie. Jest to tudíž jen věcí definice, mluvíme-li o klesání a současné proměně energie, aneb o prostém přechodu energie.

7. Jiný tvar nerovnice Clausiovy.

Vedle pojmu entropie byla na základě II. věty thermodynamické zavedená řada pojmů jiných, jež lze souborně označiti nazvem thermodynamických potenciálů. Vedlo by příliš daleko jednati o těchto funkcích, i chceme se v následujícím omeziti na funkci pro strojnictví nejdůležitější, totiž na entropii. Při tom přidržíme se obecně užívané definice pro entropii, a nikoli definice Wiedeburgovy, neboť vzdor tomu, že práce jeho jest velmi originální a duchaplná, zůstal s názory svými skoro úplně osamocen.

Nerovnice (3), jež platí pro děje nepřevratné,

$$S_B - S_A > \int_A^B \frac{dQ}{T},$$

má, zejména pro praxi, své značné nevýhody; udává totiž pouze *směr*, kterým se tepelný děj koná, neobsahuje však žádného udání o *velikosti* vzrůstu entropie. Proto činěny záhy — již Clausiem samým — pokusy, psáti místo nerovnice rovnici.

Značí-li N funkci, ve své podstatě kladnou, lze zajisté psáti rovnici:

$$S_B - S_A = \int_A^B \frac{dQ}{T} + N. \tag{11}$$

Funkce N jest potom mírou (dle Plancka) pro nepřevratnost děje; čím větší jest N, tím dále jest děj od převratnosti; pro děje převratné bylo by $N = 0$. Pro děje adiabatické, pro něž jest $dQ = 0$, plyne z rovnice (11)

$$S_B - S_A = N$$

t. j. (vzhledem k positivnosti funkce N) opětně princip o vzrůstu entropie. Namítá sice *Helm* [14]), že o veličině N není nic bližšího známo, čímž není vyloučeno, že by pro děje adiabatické mohlo N také snad býti rovno nulle, tak že by princip o vzrůstu entropie se obecně dokázati nedal; avšak Wesendonck [13]) poukazuje na případy stále se množící, jež vesměs ke vzrůstu entropie poukazují

Z rovnice (11) plyne pro uzavřené (kruhové) děje, ježto $S_B = S_A$,

$$(cykl) \int_A^A \frac{dQ}{T} = -N \tag{12}$$

Rovnice této užil Clausius (l. c. I. str. 297), aby učinil důsledek pro práci, vykonanou kruhovým dějem nepřevratným. Clausius představuje si kruhový děj, při němž pracující hmota při známých teplotách T přijímá neb vydává teplo, rovnající se úhrnem Q_1, jehož přijetím však kruh ještě není uzavřen; aby jím byl, nutno ještě přijati (neb odevzdati) neznámé teplo Q_0 při teplotě

T_0. Pro úhrnnou práci W, dějem takovým vykonanou, platí dle I. věty thermodynamické, užijeme-li kalorické míry.

$$W = Q_1 + Q_0.$$

Rovnici lze pak psáti

$$(cykl) \int\limits_A^A \frac{dQ}{T} = \int\limits_0^{Q_1} \frac{dQ}{T} + \frac{1}{T_0} \int\limits_0^{Q_0} dQ = -N$$

čili

$$Q_0 = -T_0 \int\limits_0^{Q_1} \frac{dQ}{T} - T_0 N,$$

tak že pro práci W obdržíme výraz:

$$W = Q_1 - T_0 \int\limits_0^{Q_1} \frac{dQ}{T} - T_0 N.$$

Kdyby děj byl převratným, byla by (pro $N = 0$) práce dána prvými dvěma členy, na pravé straně této rovnice se vyskytujícími. Z toho vidíme, že *pro případ děje nepřevratného jest vykonaná práce menší, než při ději převratném.*

Hodnotu veličiny N počítal Clausius pro zvláštní případ parních strojů, béře-li se zřetel na škodný prostor a na rozdíl mezi tlakem v parním válci při vstupu páry a mezi tlakem v kotli; nalezl, že veličina ta jest kladná. K témuž cíli dospěl Bauschinger (Ztschr. f. Math. u. Phys. 10. 1865).

Obdobnou úvahu učinil Duhem pro práci, při isothermickém ději vykonanou. Neboť píšeme-li v hořejší rovnici (11)

$$dQ = dU - dW,$$

kdež rozumíme veličinou U celkovou změnu energie, veličinou W pak mechanickou práci, jest pro $T = konst$:

$$N = S_B - S_A - \frac{U_B - U_A}{T} + \frac{1}{T} \int\limits_A^B dW, \text{ čili}$$

$$NT = S_B T - S_A T - U_B + U_A + \int\limits_A^B dW.$$

Součin NT značí patrně rozdíl mezi prací, jež by byla bývala vykonána při ději převratném, a mezi prací vykonanou při ději skutečném, nepřevratném; nazývá pak Duhem součin ten „nekompensovanou prací“, k čemuž Swinburne případně poznamenal, že název ten není případným, neboť o kompensované a nekompensované práci lze zajisté mluviti jen tehdy, kdy práce skutečně se vykoná, ne však — jako zde —, kde práce vůbec se nevykoná. Proto užívá Swinburne případnějšího výrazu „práce nezískaná“ (ungained work).

8. Některé důsledky z rovnice pro děje nepřevratné.

Kdežto Helmholtz, Gibbs, Nernst, Duhem a j. rozvinovali thermodynamiku hlavně směrem fysikální chemie, jeví se nemenší tendence, vyvinovati ji směrem strojnictví, nauky o tepelných motorech. První, veliké kroky učinil tu *Zeuner*, jehož technická thermodynamika stala se základním dílem v ohledu tom. Způsob ovšem, kterým hleděl Zeuner znázorniti pojem entropie, srovnávaje ji s „tepelným závažím“, se neosvědčil a neujal. Rovněž neujal se Zeunerův způsob grafického řešení dějů převratných; jinak však jest kniha jeho výbornou příruční knihou (vedle Ritterovy „Ingenieur-Mechanik“) a byla až do nejnovější doby skoro jedinou čelnější pomůckou při studiu technické thermodynamiky. V době nejnovější vydal prof. H. Lorenz výbornou technickou thermodynamiku jakožto druhý díl své učebnice technické fysiky; v ní věnována jest zvláštní pozornost dějům nepřevratným. O tyto mimo to získal si obzvláštních zásluh A. Stodola [19]), užívaje jich ke studiu parních turbin. Na práce tyto, poměrně snadněji přístupné, budiž pouze poukázáno. Za to chceme blíže přihlédnouti k technické thermodynamice, kterou vydal M. L. Marchis [20]), jenž jakožto žák Duhemův uplatňuje názory svého učitele se zřetelem na strojnictví. Již předmluva, kterou k dílu tomu napsal Duhem, jest velmi poutavá, poukazujíc k tomu, že novější směr v thermodynamice dějů nepřevratných vede k výsledkům, lišícím se od thermodynamiky klassické podobně, jako se liší moderní mechanika, zabývající se třením a viskositou, od mechaniky klassické. Marchis sám klade si pak za úlohu, studovati zejména problémy nepřevratné, pokud se týkají strojnictví a obzvláště nauky o motorech parních, plynových a pod. Tak úplně a obšírně, jako v knize této pojednáno se stanoviska řečeného o dějích nepřevratných, nepojednáno o nich dosud v žádné podobné knize. Buďtež podány alespoň některé ukázky z jeho vývodů.

Z nerovnice Clausiovy ve tvaru

$$\Sigma \frac{Q}{T} < 0$$

lze dovoditi, že pro kruhový děj *isothermický* ($T = konst$) plyne

$$Q < 0,$$

kdež Q jest součet všech tepel přijatých i vydaných. Nerovnice tato pak praví, že při *isothermických* dějích *kruhových* soustava pracující vydá více tepla, nežli ho z vnějška přijme.

Označíme-li práci, kterou soustava na venek vykoná, písmenou L_e, živou sílu pak písmenou W, plyne pro týž kruhový děj rovnice

$$EQ - L_e = W_B - W_A,$$

kdež W_B a W_A značí živou sílu při konci a počátku, E mechanický ekvivalent. Ježto Q jest veličinou zápornou, plyne z rovnice této

$$W_B - W_A + L_e < 0.$$

Je-li zevnější práce L_e, při kruhovém ději vykonaná, buď rovna nulle, neb má-li soustava pracující zevnější potenciál, tak že pro kruhový děj opětně $L_e = 0$, plyne z nerovnice této, že

$$W_B - W_A < 0,$$

t. j. že *živé síly ubývá.*

Z téže nerovnice plyne pro stroje v trvalém, stále se opakujícím chodu se nalézající, při nichž po úplném kruhovém ději jest $W_B = W_A$, že pro celý kruhový děj

$$L_e < 0,$$

t. j. že stroje takové práci nevykonávají, nýbrž zvenčí přijímají. Stroje trvalého chodu, pracující při konstantní teplotě, nemohou býti tudíž *motory.* Motor vyžaduje tudíž změny teploty při kruhovém ději.

Pro *isothermické nepřevratné děje neuzavřené* plyne z principu o zachování energie, označujeme-li vnitřní energii písmenou U, rovnice

$$EQ - L_e = W_B - W_A + E(U_B - U_A),$$

kdežto dle rovnice (11) lze pro týž děj psáti:

$$EQ = ET(S_B - S_A) - ETN.$$

Označme výraz $-ETN$ (nekompensovanou práci dle Duhema) písmenou τ, kteráž veličina dle definice jest povahou svou záporná. Pak lze vzhledem k dřívější rovnici psáti

$$\tau = L_e + W_B - W_A + E(U_B - TS_B) - E(U_A - TS_A),$$

aneb položíme-li dle Helmholtze

$$E(U - TS) = F,$$

obdržíme

$$\tau = L_e + W_B - W_A + F_B - F_A, \tag{12}$$

při čemž veličina F závisí pouze na souřadnicích soustavy.

Předpokládáme-li dále, že existuje zevnější potenciál Ω, a že jest tudíž

$$L_e = \Omega_B - \Omega_A,$$

plyne z rovnice poslední:

$$\tau = (\Omega_B + W_B + F_B) - (\Omega_A + W_A + F_A),$$

čili

$$W_B - W_A = (\Omega_A + F_A) - (\Omega_B + F_B) + \tau. \tag{13}$$

Kdyby pro přechod ze stavu A do B byla nezískaná práce $\tau = 0$ (jak jest tomu pro převratné děje isothermické), byla by, jak z rovnice této plyne, změna živé síly větší, než jest dána rovnicí (13). Z toho vidíme, že práci τ dlužno přisouditi vlivům, jež hledí živou sílu soustavy zmenšiti; jsou to patrně vlivy t. zv. passivních odporů (tření, viskosity a pod.).

Vrátíme-li se opět ke *kruhovým* dějům, lze z rovnice (12) vzhledem k tomu, že pro kruhový děj jest $F_B = F_A$, psáti

$$\tau = L_e + W_B - W_A.$$

Jsou-li passivní odpory (tření, viskosita) velmi malé, plyne z toho, že jest

$$L_e = W_A - W_B,$$

t. j. že práce, vykonaná při takovémto isothermickém kruhovém ději, rovná se změně živé síly. Pro týž případ ($\tau = 0$) plyne z rovnice (11) důsledek

$$\int_A^B \frac{dQ}{T} = S_B - S_A.$$

Výsledek tento jest však *rovnice* Clausiova. Z toho vidíme, že rovnice Clausiova platí i pro děje skutečné, s konečnou rychlostí se konající, lze-li jen zanedbati tření a viskositu. Toto značné rozšíření platnosti *rovnice* Clausiovy dovodil Duhem.

Takovýmto jednoduchým a průhledným způsobem zpracoval Marchis základy thermodynamiky po stránce strojnické. Zejména zajímavá jest poznámka o potenciálu hmot výbušných a data týkající se článků galvanických. Zajisté lze s napětím čekati na díl druhý jeho díla. (Dokončení.)

O stavbě spekter emissních.

Napsal Ph. Dr. **Vladimír Novák**, professor české techniky v Brně.

1. *Spektrem* nazýváme obraz štěrbiny, osvětlené světlem složeným, jež rozkládá se hranolem nebo mřížkou v jednoduché druhy světelné. Obraz štěrbiny může býti *reálný* nebo *virtuální*. V prvním případě zachytiti lze *objektivně* spektrum na stinítku nebo matované desce skleněné, po př. na desce fotografické; v druhém případě pozorujeme vhodným okulárem spektrum *subjektivně*. Methoda objektivní [1]) hodí se pro demonstraci spekter většímu počtu posluchačů najednou. Pro účely kvantitativního pozorování užívá se jednak methody *subjektivní*, jednak methody *fotografické*, která má tu velkou výhodu, že lze měření na hotovém negativu provésti kdykoliv a to s velikou přesností.

---

[1]) Viz *V. Novák:* Demonstrace spekter. Časop. p. pěst. math. a fys. *35*. 111. 1905.