

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Vladimír Novák

Rapports présentés au Congrès International de Physique réuni à Paris en 1900. [II.] Reports presented on the International Congress on Physics held in Paris in the year 1900 [II.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 31 (1902), No. 3, 214--231

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122615>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1902

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>

Rapports présentés au Congrès International de Physique

réuni à Paris en 1900 sous les auspices de la Société Française de Physique, rassemblés et publiés par *Ch. Éd. Guillaume* et *L. Poincaré*.

Referuje

Dr. Vladimír Novák,
docent české university v Praze.

(Pokračování.)

16. „*O přechodných deformacích těles tuhých.*“ *Ch. Éd. Guillaume*. Mezi deformace v mezích dokonalé pružnosti a deformace trvalé sluší zařaditi deformace, které zvolna povstávají a také tak zase zanikají. Deformace tyto slují přechodnými. Přechodné tyto deformace jeví se při změnách základních bodů rtuťových teploměrů, změnou rovnovážné polohy zavěšených vláken, změnou odporu kovových vodičů a pod. Příčinou těchto deformací bývá vliv teploty a tlaku. Přechodné deformace vyskytují se u těles tuhých, které můžeme považovati za směsi sloučenin, jichž chemická rovnováha závislá jest na okolnostech vnějších, hlavně na tlaku a teplotě. Změnou vnějších okolností porušuje se ona rovnováha a látka se vlastně chemicky částečně změní.

17. „*Tavení a krystalisace dle pozorování G. Tammannových.*“ *B. Weinberg*. Pouze číselné rozdíly mezi skupenstvím tuhým a kapalným poukazují ku přechodu jednoho skupenství ve druhé v kontinuitě. Jest otázkou, zda-li lze změnami tlakovými a teplotními této kontinuity dosáhnouti. Auktor rozebírá na základě diagramu a modelu, znázorňujícího závislost veličin P , T a V (tlaku, teploty a objemu) rovnici Clapeyron-Carnotovu

$$\frac{dT}{dP} = \frac{T}{l} (v - v'),$$

kde l značí skupenské teplo tavení a $v - v'$ změnu objemu při přechodu ze skupenství tuhého v kapalně. Pro křivku hraničnou poskytuje hořejší rovnice čáru uzavřenou. Z toho všeobecně následuje, že těleso, které snížením teploty nebo zvýšením

tlaku stuhlo, dalším ochlazením nebo zvyšováním tlaku opět může být převedeno v skupenství kapalné. Theoretické tyto důsledky bylo možná jen částečně pokusem potvrditi.

18. „*Krystallisace při teplotě konstantní.*“ *J. H. Van't Hoff.* Postup krystallisace při určité stálé teplotě (zvoleno bylo 25°) záleží na podstatě rozpuštěné látky, která se jeví její rozpustností. Rozpustnost tato jest relativně nestejná, záleží totiž na tom, které látky v téže kapalině rozpustíme. Práce auktorova všimá si krystallisace pouze u některých solí rozpustných ve vodě. Měření byly rozpustnosti pro jednotlivé soli i rozpustnosti relativní, koncentrace vyjádřeny molekulově (počtem molekul solí obsažených v 1000 molekulích vody). Především studována krystallisace dvou solí téže zásady neb kyseliny. Výsledky měření znázorněny graficky, relativní rozpustnost jedné soli vzhledem ke druhé znázorněna jako bod, jehož souřadnice udávají příslušné koncentrace. Tak na na př.:

Relativní rozpustnost	vzhledem ke KCl	NaCl
(A) NaCl	111	0
(B) KCl	0	88
(C) NaCl a KCl	89	39.

Bod C s A a s B spojen přímkami. Bod C odpovídá úplné krystallisaci, která nastane současně, když se všechna voda vypaří. Složitější případ nastane, když soli rozpuštěné vzájemně chemicky na se působí.

Auktor probírá v dalších odstavcích případy složitější, když totiž v roztoku nalezájí se tři sloučeniny (síraný a chlorid draselnatý a hořečnatý), nebo když v roztoku jsou čtyry sloučeniny (síran a chlorid draselnatý, chlorid hořečnatý a chlorid sodnatý v přebytku) a konečně, je-li v roztoku pět sloučenin, přistupuje-li k předešlým ještě síran vápenatý.

19. *Tuhost kapalin.* *Th. Schwedoff.* Již *Maxwell* hleděl odvoditi tuhost kapalin z optické mohutnosti, které nabývají kapaliny určitou deformací. Úkaz tento potvrdil se při kanadském bal-samu, roztoku želatiny, oleji ricinovém a olivovém, ale ne mohl být zjednan při některých kapalinách (glycerinu, syrobu), ačkoliv tyto mají 400krát větší viskozitu nežli látky předešlé. Auktor zkouší

tuhost kapalin torsními vahami. Na ocelový drát zavěšen jest zatížený válec skleněný, visící uprostřed podobného válce; prostor mezi stěnami válců vyplněn jest zkoumanou kapalinou. Stočí-li se hořejší drát o úhel δ , nastane na dolejší konci stočení ω . V kapalině veškeré tuhosti postrádající bylo by $\delta = \omega$.

Modul tuhosti určen jest rovnicí

$$E = a \frac{\delta}{\omega},$$

kde a značí konstantu na rozměrech stroje závislou.

Výsledky pro měření pro roztok 5 g želatiny v 1000 cm^3 vody jsou tyto:

1. $E = 0.535$ na cm^2 čili tuhost roztoku želatiny jest 1 trillion 840 billionkrát menší nežli při oceli.

2. Pružnost kapaliny jest dokonalou, nepřekročí-li deformace jistých mezí (λ) a trvá-li jen krátký okamžik.

3. Překročí-li deformace limitu λ , nevrací se kapalina v původní polohu a zbývá residuum deformace ρ .

4. Reakce F kapaliny není úměrná efektívni deformaci ε , ale rozdílu $\varepsilon - \rho$, který se nazývá aktivní deformaci α .

5. Při konstantním ε vzrůstá ρ s časem dle rovnice

$$\frac{d\rho}{dt} = \beta(\alpha - \rho),$$

kde β jest konstanta.

6. F ubývá s časem dle rovnice

$$F = E(\varepsilon - \rho),$$

neboť ρ s časem roste.

Pro residuum deformace auctor uvádí výraz

$$\rho = (\varepsilon - \lambda)(1 - e^{-\beta t}),$$

kde t značí trvání deformace.

Pro koeficient vnitřního tření v kapalině vychází výraz

$$\eta = \frac{E}{\beta} + \frac{f}{v},$$

kde $f = E\lambda$ a při čemž v značí stálou rychlost deformace.

Rovnice tato překvapuje, neboť dle ní jest vnitřní tření závislé na rychlosti deformace. Auktor zkouší tento theoretický výsledek měřením koeficientu vnitřního tření glycerinu, jehož f jest téměř rovno nulle, při různé rychlosti deformace a měřením podobné závislosti vnitřního tření na rychlosti deformace roztoku želatiny. V prvním případě při různých rychlostech deformačních vychází souhlasně s teorií pro η hodnota konstantní, kdežto v případě druhém změnou rychlosti ν na desetinu zvyšuje se hodnota η na číslo šesteronásobné.

Skleněná kostka, kterou podrobíme dilataci, nabude vlastnosti dvojlomného ústředí. Paprsky jsou polarisovány v rovinách k sobě kolmých a roviny tyto svírají s osou dilatace úhel 45° . Výsledek tento jest v souhlase s teorií pružnosti těles tuhých. Kundt pozoroval podobný dvojlom u kapalin, ukázalo se však, že úhel sevřený polaris. rovinami obou paprsků se směrem dilatace jest mnohem větší 45° . Zdánlivý tento nesouhlas, který by mohl býti uveden proti názoru o tuhosti kapalin, auktor náležitě vysvětluje.

20. *O zjevích kapillárních. G. van der Mensbrugge.* V prvé části auktor vykládá vlastnosti kapaliny, nepatrnou stlačitelnost, dokonalou pružnost při stlačování i při tahu a ukazuje, že nelze udržeti theorie kapillárních zjevů, které podali *Laplace, Gauss, Hagen a Poisson*. Vzájemné působení částic udržováno jest v rovnováze pružností kapaliny. Pružné tyto síly jsou tím menší, čím více se blížíme k povrchu kapaliny, na němž částice snadno od sebe se vzdalují. Tím vysvětluje auktor napjetí povrchové a vypařování. Uvnitř homogenní, těžké kapaliny jsou pružné síly tím větší, čím vzdálenější jsou částice kapaliny od povrchu. Povrchové vrstvy brání do jisté míry každému pošnutí kapaliny, které na př. nastává při vypařování, kdy nová a nová vrstva povrchová se stále tvoří; spodní částice kapaliny nabývají při tom určité energie potencialné na účet své energie kinetické. Ve druhé části auktor uvažuje stykovou vrstvu tělesa tuhého a kapaliny, v části třetí uvádí charakteristické vlastnosti společného povrchu dvou kapalin, které na sebe vzájemně působí, a konečně v oddílu posledním jedná o výtoku kapaliny úzkou trubicí v ústředí kapaliny jiné. Na rozhraní dvou kapalin působí tři

síly, kontrakční síly F_1 a F_2 , které u každé kapaliny pro sebe se vyskytují a síla F_{12} , která vzniká vzájemným působením obou kapalin. Úhrnná síla na rozhraní jest $F_1 + F_2 - 2F_{12}$. Stýká-li se kapalina s tělesem tuhým, jest $F_2 = 0$ a povrch kapaliny podléhá síle kontrakční (příkladem rtuť a sklo), když $F_1 > F_{12}$; v opačném případě ($F_1 < F_{12}$) rozšiřuje se kapalina po povrchu tělesa tuhého (příkladem voda a sklo).

Případ $F_1 = F_{12}$ nastane, dotkne-li se kapalina pevné stěny, která touž kapalinou jest smočena; v případě $\frac{1}{2} F_1 < F_{12} < F_1$ jest povrchová síle kontrakční F_1 větší než rozpínavá síla E a vznikne úhel krajový, určený rovnicí

$$\cos i = \frac{E}{F_1}.$$

Podobně vykládá auctor úkazy kapillární při styku dvou kapalin, uvádí podmínky, kdy se jedna kapalina po druhé rozšiřuje, a vysvětluje tím pokusy, které provedli *Marangoni*, *Lüdtge*, *Quincke*, *Gad*, *Brücke* a *Bütschli*.

21. *Závisí diffuse plynů bez stěny průlinčité na koncentraci plynů?* *Marcel Brillouin*. Auctor dokazuje, že koeficient diffuse plynů volně se pronikajících (tedy neoddělených stěnou průlinčitou) *nezávisí* na koncentraci plynů. Práce *Waitzovy* a *Obermayerovy*, které takovou závislost ukázaly, lze jednoduchými opravami uvést v souhlas s tvrzením auctorovým.

22. *Osmosa. Blány polopropustné.* *J. Perrin*. Auctor poukazuje předem na velkou důležitost blan polopropustných pro studium osmosy. Pro plyny jest příkladem polopropustné blány stěna do červena rozpálené platiny nebo rozžhaveného křemene. Obě propouštějí pouze vodík. Osmosa plynu pokračuje tak dlouho, až koncentrace plynu tohoto na obou stranách blány polopropustné jsou vyrovnány. Polopropustné blány pro kapaliny jsou jednak protoplasma živých buněk (blány přirozené), jednak blána ferrokyanidu mědnatého (blány umělé), kterou *Pfeffer* připravil v průlinách nádoby poresní, naplněné roztokem žluté krevní soli a ponořené do roztoku modré skalice. Touto úpravou bylo možno měřiti osmotické tlaky.

Auctor uvádí v dalším *Nernstovu* theorii polopropustných blan a poukazuje na důležitý význam osmotického tlaku, který

jest obdobný tlaku vzdušin. Sledujet tento tlak zákony *Boyle-ův* a *Gay-Lussacův* a lze z těchto zákonů na základě principu Carnotova odvoditi známé zákony *Raoultovy* o snížení tlaku páry a snížení bodu mrazu roztoků silně zředěných.

23. *Kinetická theorie plynů a princip Carnotův. G. Lippmann.* Auktor v tomto pojednání dokazuje, že kinetická theorie plynů jest v rozporu s druhou základní větou mechanické theorie tepla.

24. *Experimentalní statika kapalin. E. H. Amagat.* Spisovatel nazývá statikou kapalin souhrn zákonů, experimentem zjištěných, které vyjadřují závislost tlaku, objemu a teploty plynu neb kapaliny, které jsou tedy zahrnuty stavovnou rovnicí

$$\varphi(p, v, t) = 0.$$

Z experimentálních dat plynou tyto výsledky:

Isothermy pro kysličník uhličitý mají minimum. Tlak tomuto minimu součinu $p \cdot v$ odpovídající, roste k hodnotě maximální, pak se u vyšších isotherm umenšuje. Zákon tento platí pro plyny i kapaliny.

Zákony o stlačování jsou tyto: Při kapalině pod tlakem menším nežli tlak kritický, roste koeficient stlačitelnosti s přibývajícím teplotou, až tato nabude hodnoty, při které se kapalina promění v nasycenou páru. Při tomto přechodu vzroste koeficient stlačitelnosti skokem, při dalším vzrůstu teploty koeficientu stlačitelnosti ubývá. Podobná závislost koeficientu stlačitelnosti na teplotě ukazuje se při tlaku vyšším nežli jest tlak kritický, není tu však náhlého onoho skoku, koeficient roste plynule k hodnotě maximální.

Pod teplotou kritickou ubývá koeficientu stlačitelnosti s rostoucím tlakem až k minimu, od něhož vzrůstá koeficient pokud těleso zůstává plynem; změní-li se plyn na páru nasycenou, zmenšuje se při tom koeficient stlačitelnosti skokem a pokračuje v tomto umenšování při dalším zvyšování tlaku.

Nad teplotou kritickou obdobný průběh se ukazuje, mimo onen skok, prochází totiž koeficient stlačitelnosti plynule minimem a maximem.

Zákony o roztahování za stálého tlaku:

Pod tlakem kritickým přibývá koeficientu roztažnosti, roste-li teplota až k přeměně v nasycenou páru, při níž nastane zvětšení skokem. Při dalším vzrůstu teploty koeficientu roztažnosti ubývá.

Nad tlakem kritickým přibývá koeficientu roztažnosti s rostoucí teplotou, koeficient dosahuje maxima, načež se zmenšuje.

Pod teplotou kritickou roste koeficient roztažnosti s tlakem až k hodnotě největší, načež se skokem umenšuje při přechodu ve skupenství kapalné; v dalším průběhu koeficientu roztažnosti zvolna ubývá.

Nad teplotou kritickou prochází koeficient roztažnosti plynule maximem.

Pro koeficient $\frac{dv}{dt}$ platí podobné zákony jako pro koeficient stlačitelnosti.

Zákony o roztahování při stálém objemu:

Při dané teplotě roste koeficient roztažnosti s přibývajícím tlakem, prochází maximem, načež se umenšuje. Při stálém objemu jest tlak úměrný teplotě zmenšené o konstantu, úměrnou objemu. Konstanta tato roste, ubývá-li objemu, pro dokonalé plyny jest rovna nulle.

V dalším auktor rozbírá různé formy rovnice stavové. Formule *Clausiova* a *van der Waalsova* osvědčuje se jen při malých diferencích tlaku a teploty. Pozorovaným hodnotám lépe hovoří formule, již odvodil r. 1881 *Sarrau*, totiž

$$\left[p + \frac{a e^{-T}}{(v + a)^2} \right] (v - b) = RT.$$

Z hojných rozmanitých tvarů rovnice stavové vyplývá pouze fakt, že nutno dělit látku v určité skupiny, jednotlivým skupinám vyhovují pak jednotlivé formule.

Z formule *van der Waalsovy* plynou velmi jednoduché zákony pro plyny při stavech korrespondujících.

25. *Statika směsí kapalin. J. D. van der Waals.* Auktor uvažuje předem směs dvou látek ve fázi homogenní.

Množství těchto látek vyjadřuje výrazy $M_1(1-x)$ a M_2x , kde $1 > x > 0$ a kde M_1 a M_2 značí molekulové hmoty obou látek, a zavádí pro směs stavojevnou rovnici známého tvaru

$$\left(p + \frac{a_x}{v^2}\right)(v - b_x) = MRT.$$

Členy a_x a b_x ustanovuje dle kinetické theorie rovnicemi

$$\begin{aligned} a_x &= a_1(1-x)^2 + 2a_{12}x(1-x) + a_2x^2, \\ b_x &= b_1(1-x)^2 + 2b_{12}x(1-x) + b_2x^2, \end{aligned}$$

kde konstanty a_1 a b_1 charakterisují vliv jedné látky ve směsi, a_2 a b_2 vliv druhé látky.

Dokladem theorie auktorovy jsou měření, která provedli *Kuenen* a *Verschaffelt* při směsích kysličníku uhličitého s chlořidem methylnatým a měření *Quintovo*, který mřsil propylen s chlorovodíkem.

Theorii nelze zkouseti přímo, poněvadž nelze použití kritických bodů směsí v tom významu jako při látce jediné.

V druhém oddílu auktor podává theorii směsí ve fázích koexistenčních, řeší případ, kdy koexistují kapalina a pára, odvozuje příslušnou diferencialní rovnici, jež se značně zjednoduší pro $x = \text{konst}$, nebo pro $p = \text{konst}$. Dle složení směsí nastanou při bodech kritických tři případy, buďto obyčejná kondensace, nebo vůbec žádná kondensace, aneb kondensace, při níž kapaliny přibývá až k určitému maximu, načež se tato fáze zase umenšuje. Tuto *retrogradní* kondensaci, již theorie pěkně vysvětluje, pozorovali *Kuenen* a *Verschaffelt*. Má tedy směs dvě teploty kritické, jež lze pozorovati, prvá z nich určuje mezní hodnotu, při které ještě obyčejná kondensace nastává, druhá mezní hodnotu kondensace retrogradní; nad touto teplotou nenastane kondensace vůbec.

26. *Methody určení kritických konstant a výsledky, jimi nabyté. E. Mathias.* Prvá část tohoto pojednání věnována jest methodám, kterými lze určit kritické konstanty látek *homogenních*. Nanášíme-li objem v jako úsečku a tlak p jako ordinatu, obdržíme pro různé teploty řadu isotherm. Nad teplotou kritickou ukazují tyto křivky ubývání objemu s rostoucím tlakem, při teplotě kritické probíhá křivka v jedné své

části rovnoběžně s osou úseček. Pod teplotou kritickou, pokud jest těleso ve skupenství plynném, jeví se značný úbytek objemu s rostoucím tlakem, jakmile se však plyn kondensuje, ubývá objemu, ačkoliv tlak se nemění; potom — pro skupenství kapalné — ukazuje křivka další klesání.

Kritickým bodem lze nazvati bod obratu na oné křivce isothermické, při níž tečná jest rovnoběžná s osou úseček, nebo vrchol (maximum) křivky pro páru nasycenou.

Na základě dvojí této definice kritického bodu lze stanoviti dvě metody k určení všech *tří* kritických konstant.

Při první metodě stanoví se průběh isotherm výlučně u skupenství plynného, při metodě druhé přihlíží se ke stavu páry nasycené.

Druhé metody použili *S. Young* a *Amagat*, kteří určovali hustotu kapaliny a nasycené páry, jakož i příslušný tlak.

Při metodě *Andrewsové* sestruje se řada isotherm a odvodí se z veškerého pozorování rovnice stavovná. Způsobem, který udal *Sarrau*, počítají se pak všechny tři konstanty kritické.

V metodách, kterými se určují *dvě* konstanty kritické, rozeznává auctor dvě skupiny. Význačnou metodou skupiny první jest metoda *Cailletet-Colardeau-ova*, která se hodí pro látky, jež jsou při obyčejné teplotě kapalinami. Metoda záleží v určení tlaku páry při stálém objemu pro různé teploty a různá množství kapaliny, která se uzavírá stále do téhož ocelového válce. Metodou určuje se kritická teplota a kritický tlak.

Druhou metodou této skupiny jest způsob, jehož užíli k určení kritického tlaku a teploty *Wroblewski* a *Olszewski*. Metoda hodí se pro plyny, jichž teplota kritická jest hluboko pod teplotou obyčejnou, tak že lze plyny značně stlačiti bez obavy, že zkapalní.

Plyn uvede se z počátku na teplotu o několik stupňů vyšší než jest teplota kritická, stlačí se tlakem vyšším nežli jest tlak kritický. Ochladuje-li se plyn zvolna, pak při teplotě kritické nastane náhlá kondensace; vypouští-li se plyn úzkým otvorem, udrží se nad prudce vařící se kapalinou stálý tlak kritický.

Při druhé skupině metod uzavírá se kapalina do skleněné

trubice a určuje se kritická temperatura a hustota pozorováním zmizení menisku kapaliny.

Jedinou kritickou konstantu stanoví metody *Nadejdineova*, *Chappuisova*, metody, jichž použili *Hannay*, *de Heen* a *Schmidt* a konečně metoda, již zavedl *Strauss*.

Prvou methodou stanoví se kritická temperatura jako temperatura, při níž hustota páry a kapaliny jsou rovny, druhou methodou určuje se táž veličina srovnáváním indexů lomu kapaliny a páry, jichž lámavost při temperatuře kritické jest stejná, při třetí methodě pozoruje se zmizení menisku v trubici kapilární a čtvrtá metoda konečně zakládá se na vlastnostech směsí.

V druhém oddílu auktor jedná o směsích dvou látek. Pak kritizuje výsledky měření a vysvětluje známé rozdíly v kritických konstantách u různých pozorovatelů nedokonalou čistotou látky.

Pro určení všech konstant kritických doporučuje auktor methodu *Young-Amagatovu*, pro určení dvou konstant *Cailletet-Collardeau-ovu* a konečně pro určení temperature kritické methodu *Chappuisovu*.

Ke konci pojednání připojena jest poznámka k optické methodě měření kritické temperature a hustoty.

27. *Kritický index lomu. B. Galitzine a Wilip*. Práce tato popisuje optickou methodu určování kritické temperature ze zmizení menisku mezi kapalinou a párou. Auktoři proměřili index lomu aethyletheru v blízkosti kritické temperature a to dvěma methodami. Při první methodě použito válcové trubice naplněné párou a kapalinou jako čočky cylindrické. Čočka tato zobrazovala dvě rovnoběžné přímky, jichž vzdálenost byla měřena. Při druhém způsobu uspořádání kladli autoři do trubice s párou a kapalinou hranol s malým úhlem lámavým a měřili deviaci paprsku hranolem způsobenou v různých vrstvách látky.

Měření ukázala, že záleží velmi mnoho na promíchání látky v uzavřené trubici, jinak že nelze ze zmizení menisku souditi již na kritickou temperature.

28. *Specifické teplo plynů. A. Batteli*. Auktor podává krátký přehled starších určení specif. tepla plynů a jedná pak o závislosti specifického tepla plynů na tlaku. Novější práce tuto závislost dokázaly, nepodařilo se však vztahy mezi specif. teplem

plynů a tlakem všeobecně stanoviti. Podobně dokázána byla závislost specifického tepla plynů na teplotě.

E. Wiedemann ukázal, že specif. teplo par mění se podobně jako specif. teplo příslušných kapalin. *Pellat, Bouty, van der Waals* snažili se vysvětliti, proč s rostoucí teplotou specifického tepla u některých nasycených par přibývá, u jiných ubývá. Také specifické teplo molekulové jest značně závislo na teplotě. Pro permanentní plyny jest teplotní koeficient stálou veličinou, molekulové specif. teplo při stálém objemu jest na tlaku nezávislé, ubývá-li teploty, ubývá též molekulového tepla specifického a hodnota jeho blíží se konstantě pro všechna tělesa platné při absolutní nule.

Velmi zajímavé jsou práce *Beketoffovy, Roberts-Austenovy* a *Wrightovy*, jimiž určeno specif. teplo vodíku okkludovaného palladiem. Z výsledku lze míti za to, že vodík jest okkludován palladiem zprvu jako kapalina.

Měření poměru specifických tepel plynu (při stálém tlaku a stálém objemu)

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

vychází buďto od známé rovnice

$$pv^\gamma = \text{konst.},$$

aneb od Laplace-ova vzorce pro rychlost zvuku.

Pro vzduch při normálních poměrech tlakových a teplotních jest

$$\gamma = 1.402.$$

Závislost tohoto poměru γ na tlaku a teplotě studována byla *Müllerem a Kundtem* a *Witteem a Wüllnerem*. První dva pozorovatelé závislost tu popírají, druzí dva pozorovali opak.

II.

Optika. Elektřina. Magnetismus.

Druhý díl zpráv mezinárodního kongresu fysiků obsahuje přehledy a pojednání z oboru optiky, elektřiny a magnetismu,

celkem 24. V obor optiky zahrnuty jsou též práce týkající se záření ve smyslu širším.

1. *O pohybu pevného ústředí pružného, jímž prochází těleso působící na ústředí silou přitažlivou neb odpudivou. Lord Kelvin.*

Pojednání toto podává mechanický výklad elektromagnetických a optických zjevů, přihlížejíc zvláště k obtížím, které se v theorii naskytují při pohybu hmoty etherem, který se považuje za tuhé a pružné ústředí.

Značí-li A objemový element atomu a B objemový element etheru, P a Q jich středy, jest působení obou elementů dáno výrazem

$$A \cdot f(P, \overline{PQ}) \varrho B,$$

kde ϱ značí hustotu etheru ve středu Q.

Za funkci $f(P, \overline{PQ})$ klade auktor zákon Newtonův

$$f(P, \overline{PQ}) = \frac{\alpha}{PQ^2}.$$

Koefficient α jest kladný pro přitahování, záporný pro odpuzování.

Kelvin předpokládá, že α jest v některých částech pozitivní v jiných negativní, tak že jest splněna podmínka

$$\int \int \int A \alpha = 0,$$

dále, že jest atom sférický. Z hořejší podmínky plyne, že výslednice sil přitažlivých a odpudivých atomu pro všechny body ležící mimo atom rovná se nulle. Mimo atom má ether normalní hustotu, pouze uvnitř atomu jest na některých místech tato hustota větší, na jiných menší, ale tím způsobem, že úhrnná hustota střední rovná se hustotě normalní.

Na základě těchto předpokladů auktor počítá zvláštní příklad, vycházející od rovnice

$$r^3 = \frac{r_1^3}{1 + K(1 - r_1)^2},$$

kde r_1 značí vzdálenost středu atomu a elementu etherového v případě, že by přitažlivé a odpudivé síly nepůsobily, r pak vzdálenost, ve které se nalézá element etherový od středu atomu, když působením zmíněných sil nastane rovnováha. Veličina K

značí hustotu etheru ve středu atomu zmenšenou o 1. Hořejší rovnice vede k správným výsledkům při lomu světla isotropickým ústředím průhledným, položí-li se $K = 100$.

Pohybuje-li se atom etherem rychlostí, jež proti rychlosti světla mizí, nemění se tím poloha vnějších elementů etherových, pouze elementy etherové uvnitř atomů se nalézající do pohybu se uvedou a zvýší tím energii pohybu atomu. Pohybuje-li se naproti tomu ether, zatím co atom jest v klidu, jest energie pohybu etheru na místě, kde atomu není, větší než na místě, kde atom jest, tím se zmenšuje rychlost světla. Auktor prováděje tyto úvahy zvoleným příkladem vypočítává onen rozdíl v energii pohybu a nalézá:

$$\frac{\pi}{6} s^3 \cdot 0.634,$$

kde s značí průměr atomu; (hustota etheru kladena = 1).

Poměr rychlosti světla v prostoru volném a v prostoru majícím N atomů v 1 cm^3 jest pak dán výrazem

$$\frac{V}{\sqrt{1 + N \frac{\pi}{6} s^3 \cdot 0.634}}$$

Z tohoto výrazu lze počítati index lomu na př. kyslíku, při čemž

$$N = 4 \cdot 10^{20} \quad s = 1.42 \cdot 10^{-8}.$$

Výsledek zvoleného příkladu souhlasí uspokojivě s pozorováním, souhlas byl by pak dokonalým, kdyby pro K zvoleno bylo číslo větší než 100, to jest, když by se ve středu atomu předpokládala hustota etheru víc než 100kráté větší než jest normalní hustota jeho mimo atom.

Dle auktora uvádí se ether do pohybu pouze působením elektromagnetickým, pohyb hmoty jest bez účinku na pohyb etheru vnějšího.

Výsledek tento jest v přímém nesouhlasu se známými pokusy Fizeau-ovými, jež v r. 1866 dokonalým uspořádáním potvrdili *Michelson* a *Morley*. Auktor, aby tento nesouhlas odstranil, předpokládá, že se mění rozměry tělesa pohybujícího se v etheru.

V přídatku auktor poukazuje k tomu, jak lze předešlou theorii mechanickou rozšířiti v úplnou theorii elektromagnetického pole. Vedle atomů hmotných nutno zavésti ještě atomy elektrické, „elektrony“, z nichž pozitivním jest ten, který ether v sobě zhušťuje, negativním, který ether zředuje. Vzájemným působením etherových částic zředěných a zhuštěných vysvětluje se elektrické přitahování a odpuzování, ether normalní přenáší působení magnetické.

Je-li hustota etheru 10^{-9} jest jeho rigidita (součin hustoty a čtverce rychlosti světla)

$$9 \cdot 10^{20} \cdot 10^{-9} = 9 \cdot 10^{11}$$

čili větší než rigidita oceli $7 \cdot 10^{11}$.

2. Theoretické zákony záření. W. Wien.

Auktor vychází od zákona Kirchhoffova, dle něhož pro každou délku vlny při určité teplotě jest poměr energie vyzářené k energii absorbované nezávislým na jakosti tělesa. Tento poměr nazývá se *emissní mohutností* tělesa *absolutně černého*, to jest tělesa, které všechny paprsky na povrch jeho dopadající zabsorbuje.

Přes to, že takového tělesa absolutně černého nemáme, lze vždy při dané teplotě ustálené záření srovnati se zářením tělesa absolutně černého.

Ustálené záření nastane pouze při záření úplně diffusním, kde není zvláštních určitých směrů, jímž by se záření šířilo.

A) Určité záření, jehož thermická rovnováha jest úplně stabilní, souvisí s určitou teplotou. Tuto teplotu přičítáme též každé délce vlny v onom záření obsažené, tak že záření dokonale diffusní jest určeno délkou vlny a určitou jasností, s čímž určitá teplota souvisí.

Tato teplota jest tím vyšší, čím větší jest jasnost záření.

Aby paprsky modré nabyly téže intensity záření jako paprsky červené, nutno teplotu onoho záření zvýšiti. Vyžaduje tedy transformace paprsků červené barvy v modrou jistě kompensace energie, což je velmi důležitou okolností pro theorii fluorescence. Platí-li zákon Stokesův, dle něhož se při fluorescenci délka vlny zvětšuje, děje se to bez kompensace energie,

není-li tomu tak, nastane kompenzace transformací absorbované energie v teplo neb v energii chemickou.

Postavíme-li do okolí tělesa zářícího plochu zrcadlicí, nastane záření, jehož rovnovážný stav není stálým, poněvadž se záření v jistých směrech podporuje.

Auktor propočítává příklad nestálé této rovnováhy při záření kruhové destičky, jež jest obklopena dutou soustřednou polokoulí dokonale zrcadlicí. Výsledek počtu ukazuje, že při rovnoběžných paprscích může míti záření vysokou temperaturu, naproti tomu diffusnímu záření odpovídá temperatura poměrně nízká.

Světlo polarisované odpovídá při téže intenzitě vyšší teplotě záření než světlo nepolarisované. Případ otáčení roviny polarisační v poli magnetickém *nelze řešiti* na základě thermodynamického. Auktor představuje si dvě tělesa téže teploty v obalu adiabatickém, jichž záření prochází dvěma nikoly, mezi kterými jest látka, která působením magnetickým stáčí polarisační rovinu o 45° . Je-li hlavní řez druhého nikolu rovnoběžným s polarisační rovinou paprsku nikol opouštějícího, dopadne polovina paprsků z tělesa (1) na těleso (2); druhá polovice nechť se odrazem vrací k původnímu zdroji. Paprsky vycházející z tělesa (2) rozdělí se též ve dvě části, jedna se vrátí vhodně upraveným odrazem, druhá polovina, poněvadž hlavní řez prvního nikolu jest kolmým k polarisační rovině těchto paprsků, vrací se též k tělesu druhému. Následkem toho těleso (2) přijímá třikrát tolik energie, kolik těleso (1), tím se těleso jedno na účet druhého stále více a více zahřívá.

Neshoda tato se vysvětlí, předpokládáme-li, že působení magnetické podléhá vlivu záření, anebo že tělesa aktivní v poli magnetickém absorpci svou zvětšují.

B) V této části auktor ukazuje, jak lze na základě thermodynamického odvoditi zákon *Stefanův*, počítá-li se práce, kterou třeba vynaložiti, aby překonán byl tlak vznikající zářením dle elektromagnetické theorie světla.

Boltzmann použil při diffusním záření processu isothermického a nalezl při záření v přímém válci s průřezem jednotkovým, kde a značí výšku válce a x pošunutí pohyblivého pístu, pro temperaturu Θ a entropii S výrazy

$$\Theta = b \sqrt[4]{\psi}$$

$$S = \text{const} + \frac{4}{3v} (a - x) \psi^{\frac{3}{4}},$$

kde b značí konstantu, ψ pak značí hustotu energie (poměr úhrnné energie a objemu v).

Auktor pak přeměňuje záření určité délky vlny v záření jiné délky vlny *adiabaticky* tím, že zrcadlíci polokouli, v jejíž středu jest kruhová destička záření vysílající, soustředně zvětší (posune). Výsledkem jest zákon: Součin délky vlny a absolutní teploty monochromatického záření jest veličinou stálou.

Zvyšujeme-li teplotu monochromatického záření, roste mohutnost záření se čtvrtou mocninou absolutní teploty a barva se mění v barvu menší délky vlny; poněvadž pak toto posunutí barvy jest převrácené úměrno teplotě absolutní, mají se k sobě ordinaty dvou bodů křivek znázorňujících ordinatami délky vlny a plochou mezi ordinatami energii záření, platí-li ony body pro hořejší zákon o posunutí barvy, tak jako páté mocniny příslušných teplot absolutních.

Dána-li křivka vyznačující ordinatou délku vlny a plochou dvěma ordinatami sevřenou příslušnou energii (Energiekurve), můžeme thermodynamicky naléztí jasnost, teplotu a entropii záření tělesa černého, pro každou délku vlny a každou teplotu jeho.

C) V části této auktor řeší rozdělení energie ve spektru záření tělesa černého. Odstavec tento přimyká se k předešlému doplňkem o tvaru křivky energie.

Tvar tento možná ustanoviti připojením těchto dvou hypotheses:

1. V plynu záření vysílajícím vysílá každá molekula záření jediné délky vlny. Tato délka vlny záleží pouze v rychlosti pohybující se molekuly.

2. Intensita záření omezeného dvěma sousedními délkami vln λ a $d\lambda$ úměrna jest počtu molekul vysílajících kmity příslušné periody. Z těchto hypotheses vychází pro energii záření výraz

$$c \lambda^{-5} e^{-\frac{\beta}{\lambda \Theta}},$$

kde c a β jsou konstanty, Θ pak absolutní teplota.

Ke konci auctor diskutuje *Planchovu* elektromagnetickou teorii záření tepelného. (Srovnej následující referát.)

3. Záření těles černých. O. Lummer.

Práce tato jedná o vysílání energie, která jest pouze funkcí teploty; úkazy *luminescence* jsou tudíž vyloučeny. Část prvá obsahuje v chronologickém pořádku stručný přehled prací týkajících se *rozdělení energie ve spektru*. Důležitým bylo nalezení závislosti rozdělení energie ve spektru na látce hranolu, jímž spektrum tvořeno. (Wünsch, Seebeck, Melloni atd.) *J. Müller* první měřil rozdělení tepelné energie v *úplném* spektru slunečním, utvořeném hranolem z kamenné soli. Maximum energie tepelné nalezeno mezi čarami F a D. Tím potvrzeno starší pozorování Draperovo, dokázáno však zároveň, že průběh intenzity světelné nesouhlasí s průběhem intenzity tepelné, ačkoliv maxima obou padají na totéž místo.

Theoreticky zpracována otázka o rozdělení tepelné energie ve spektru Lundquistem a *Moutonem*, největší přesnosti měření docílno *Langleyovým* bolometrem. Práce *Rubens-Paschenovy* jsou toho znamenitým dokladem.

Druhá část obsahuje zákon Kirchhoffův a jeho důsledky. Předem auctor definuje *emissní mohutnost* plochy jednotkové pro určitou délku vlny výrazem

$$\varepsilon_\lambda = \pi I_\lambda,$$

kde I_λ označuje intenzitu záření v mezích délky vlny λ a $\lambda + d\lambda$.

Celková mohutnost emissní, kde zúčastněna jsou záření o různé délce vlny, jest

$$S = \int_0^\infty \varepsilon_\lambda d\lambda.$$

Emissní mohutnost absolutní definována jest zářením tělesa černého o povrchu jednotkovém a absolutní teplotě 1° (-272° C), obklopeného prostorem o teplotě absolutní nully (-273° C).

Absorpce vyjadřuje se zákonem Biotovým

$$I = I_0 e^{-\kappa d},$$

kde I značí intenzitu záření procházející homogenní vrstvou tloušťky d , je-li intenzitou dopadajícího záření I_0 .

Zuačí-li pak A_λ mohutnost absorpční, t. j. poměr energie absorbované k energii totalní, lze zákon Kirchhoffův vyjádřiti rovnici

$$E_\lambda = e_\lambda A_\lambda,$$

kde e_λ značí mohutnost emisní tělesa absolutně černého.

(Pokračování.)

Zprávy z výboru Jednoty českých matematiků.

Po doplňovacích volbách vykonaných ve výroční řádné valné schůzi dne 4. prosince 1901 ustavil se výbor pro správný rok 1901-2 takto: Předseda p. c. k. dvorní rada Dr. Č. Strouhal, prof. české university; místopředseda p. Aug. Pánek, m. prof. čes. techniky; stálý tajemník p. c. k. dvorní rada Dr. Ed. Weyr, professor české techniky; ředitel p. Dr. J. Čečka, prof. c. k. real. a vyš. gymnasia v Křemencové ulici; pokladník p. J. Pour, prof. c. k. vyšší realky na Malé Straně; jednatel p. V. Jung, prof. stát. prům. školy; knihovníci: pp. Dr. V. Felix, m. prof. čes. techniky, J. Kaván, assist. čes. university a s. prof. c. k. realky na Starém Městě, R. Hruša, kandidát professury; účetní: pp. J. Šrůtek, prof. c. k. real. a vyš. gymnasia v Křemencové ul. a V. Javůrek, posluchač české university; archivář p. J. Klobouček, prof. c. k. vyšší realky v Karlíně; pořadatel přednášek pan Dr. Vlad. Novák, docent české university; zapisovatel pan Jos. Tille, posluchač české techniky; zpravodaj p. J. Vojtěch, posluchač české university; bez zvláštní funkce pan V. Starý, ředitel c. k. vyšší realky na Král. Vinohradech. Potom jednáno hlavně o nejpotřebnějších spisech, jež by ve „Sborníku J. Č. M.“ v příštích letech vydány býti měly a usneseno vyjednávat s některými pp. odborníky.

Ve 2. schůzi konané dne 24. ledna 1902 přijato 140 nových členů a to 34 skutečných a 106 činných, tak že už nyní jeví se přírůstek 60 členů, ačkoliv značný počet dosavadních pp. členů, zvláště činných, dosud se nepřihlásil. Pak jednáno o publikacích Jednoty. Z učebnic zadána v prosinci 1901 k aprobaci *F. Hromádka* a *A. Strnad*, Sbíрка úloh z algebry 6. vydání. Pro „Sborník J. Č. M.“ získáno několik nových spisů. Pan c. k. dvorní rada Dr. F. J. Študnička, prof. čes. university, slíbil napsati *Analytickou geometrii v rovině a v prostoru*. Pan Jan Sobotka, prof. c. k. čes. vysoké školy technické v Brně, připravuje „*Deskriptivní geometrii*“ (ve 2 dílech). Pan Dr. K. Domalíp, prof. c. k. české vysoké školy technické v Praze, slíbil v pří-