Bohumil Hacar

Metody a výsledky měření teplot hvězdných

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 50 (1921), No. 2-3, 204--214

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/109187

se nám elektrická hvězdice s počtem ramen m; počet přerušení — stroboskopických osvětlení — v jedné sekundě je dán součinem mN. Nebo upevníme na motoru zmíněnou desku kruhovou s jedním vyznačeným poloměrem. Uveďme desku v pohyb a osvětlivše ji Geisslerovou trubicí*) čítejme opět počet pozorovaných ramen. Počet přerušení jest jako v předešlém dán součinem mN. Někdy jest počet ramen stroboskopických tak velký, že není možno jej přesně určiti. V tom případě zvětšíme pokud možno N, za kruhovou desku postavíme vhodně úhloměr příslušného poloměru a čítáme počet stupňů mezi dvěma sousedními rameny stroboskopickými. Je-li úhel onen ω^0, jest patrně $m = \frac{360^0}{\omega^0}$ a počet přerušení v jedné sekundě $n = mN$; u Šimonova přerušovače zjištěno n v mezích 40 až 400 $\frac{1}{\text{sek}}$.

Metody a výsledky měření teplot hvězdných.

Dr. **Bohumil Hacar** v Prostějově.

Snaha po určení teplot těles nebeských jeví se poměrně záhy v astrofysice. Je to přirozeno: jest patrno, že pro výzkum fysikálních pochodů na tělesech těchto se odehrávajících a zejména pro otázku vývoje jejich, jest znalost teploty podmínkou nejdůležitější.

Problém určení teploty hvězdné jest nám v přírodě předložen ve dvou podstatně různých formách: jest to úkol určiti teplotu Slunce a teplotu stálic. Různost povahy úkolu v obou případech pochopíme snadno, uvážíme-li různost vzdáleností. Slunce je těleso poměrně blízké, vliv jeho záření tudíž mocný a bez jakýchkoli přístrojů patrný. U stálic nesmírná vzdálenost — u nejbližší asi 4 světelné roky — vylučuje přímé měření záření tepelného.

Ačkoliv tedy úkol jest u Slunce po jisté stránce snazší, už proto, že, jak uvidíme, více cestami lze tu dojíti cíle, to

*) Aby Geisslerova trubice ani delší prací neutrpěla, jest do vedlejšího kruhu zařazen kondensátor a trubice G. za sebou, do hlavního kruhu pak cívka tlumící s posunovatelným železným jádrem. (Viz Novák, Fysika II. díl str. 635, Praha 1918.)

shledáváme, že pokusy celé řady vynikajících astrofysiků minulého století určiti jeho teplotu, ztroskotaly.

Ano, lze říci, že obtíže, jež se tu naskytají, jsou do jisté míry nepřekonatelny. Především víme bezpečně, že Slunce není těleso stejnorodé. Teplota různých vrstev bude zcela jistě různá. Avšak i různé partie fotosféry jsou různě teplé a lze najisto tvrditi, že mezi skvrnami a fakulemi existují mocné rozdíly teplotové. Než ani tehdy, nepřiblížíme-li k těmto nesnázím, nemůžeme určiti skutečnou teplotu Slunce, neznámeť naprosto vyzařovací (emissní) mohutnost fotosféry sluneční. Chceme-li tudíž vůbec mluviti o teplotě sluneční, musíme předpokládati určitou schopnost vyzařovací. Z důvodů fysikálních volíme schopnost vyzařovací tělesa absolutně černého. Teplotu Slunce za tohoto předpokladu odvozenou nazýváme effektivní. Co řečeno o Slunci, platí stejně i o stálicích s nepatrnými jen změnami.

Pokusy určiti teplotu sluneční vedly zprvu k výsledkům tak rozdílným, že důvěryhodnost oněch čísel nemohla býti značná. Secchi sám na př. kolísá mezi 10 milliony a 140.000° *C*. Ericsson odhaduje mezi 2·2—2·8 mil.° *C*. Zöllner, Spörer a Lane udávají teplotu Slunce mezi 35.000°—70.000°. Naproti tomu kolísají údaje Pouilleta, Vicaire-a a Deville-a mezi 1600°—5500°.

Příčinu této mimořádné nejistoty údajů jest hledati v neznalosti zákona záření. Zmínění badatelé pomáhali si zákony úplně hypotetickými. Tak vycházel Secchi od předpokladu, že záření je úměrno teplotě, což neodpovídá ovšem ani zdaleka skutečnosti.

Abychom porozuměli metodám, jimiž se stanoví teploty Slunce a hvězd, bude tedy nutno stručně pojednati o zákonech záření, jak je formuluje moderní fysika. Zdůrazniti nutno, že teplotou bude v dalším vždy míněna teplota absolutní.

Tělesem absolutně černým nazýváme ono, jež *všecky* naň dopadající paprsky pohlcuje. Absolutně černé těleso jest fikcí, s níž se ve skutečnosti nesetkáváme, přibližně jest realisováno vrstvou sazí nebo platinové černě.*)

---

*) Téměř přesně lze těleso abs. černé realisovati dutinou stejnoměrně vyhřátou. Z malého otvoru ve stěně vystupuje pak záření »černé«.

Pohlcování či absorpce paprsků jest tedy u různých těles různá a stejně jest tomu s vyzařováním či emissí. Ukazuje se tu však známá shoda: čím dokonaleji těleso vyzařuje, tím lépe také absorbuje. Označíme-li e mohutnost emissní a a mohutnost absorpční, platí dle Kirchhoffa pro kterékoli těleso při určité teplotě t a pro určitou délku vlny λ, t. j. pro určitou barvu, zákon

$$\frac{e}{a} = K.$$

Smysl konstanty jest jednoduchý: pro těleso absolutně černé, jehož absorpci klademe $= 1$, platí stejně

$$\frac{E}{1} = K, \text{ čili } \frac{e}{a} = E,$$

kdež E jest emissní mohutností tělesa absolutně černého. E jest konstantou pro určité t a λ; mění-li se však tyto veličiny, mění se i E, t. j.

$$E = f(\lambda, t).$$

Tuto funkci nazýváme *Kirchhoffovou*. Jejího tvaru Kirchhoff sám stanoviti nemohl, byl si však plně vědom významu tohoto problému pro spektrální analysu. Tvar tento byl odvozen přibližně W. Wienem a přesně M. Planckem cestou teoretickou, experimentálně pak zkoumán a potvrzen Kurlbaumem, Lummerem a Pringsheimem. Konečným úspěchem jest tedy *výraz Planckův*

$$E = \frac{C}{\lambda^5\left(e^{\frac{c}{\lambda t}} - 1\right)}. \tag{1}$$

C a c jsou konstanty, z nichž zejména poslední je důležita. Její experimentálně určené hodnoty leží v mezích 14600—14200, počítáme-li λ v mikron. Ze zákona Planckova plyne výraz Wienův, zanedbáme-li menšitele 1 ve jmenovateli. To bude, jak patrno, dovoleno, pokud t nenabývá značnější hodnoty. Tak obdržíme

$$E = \frac{C}{\lambda^5 e^{\frac{c}{\lambda t}}}. \tag{2}$$

Další důsledek plyne, vyšetřujeme-li funkci E pro určité t. Pak obdržíme pro E-funkci znázornění křivkou isothermickou. Plocha omezená křivkou a osou λ značí pak úhrnné záření tělesa absolutně černého při teplotě t. Výraz příslušný obdržíme tudíž integrací

$$S = \int_0^\infty E d\lambda = \sigma T^4, \tag{3}$$

kdež za E třeba zavést výraz Planckův pro funkci Kirchhoffovu. Výraz tento, podávající závislost záření úhrnného na teplotě, sluje zákonem *Stefanovým*. Zákon Planckův lze dále psáti

$$E = \frac{t^5 C}{(\lambda t)^5 \left(e^{\frac{c}{\lambda t}} - 1\right)},$$

z čehož patrno, že pro určité t jest E funkcí součinu $\lambda t = z$, tedy

$$E = F(\lambda t) = F(z).$$

Hodnota z, pro níž E se stává maximem, dána je tudíž rovnicí

$$F'(z) = 0.$$

Označíme-li reálný kořen této rovnice A, máme vzhledem k významu z:

$$\lambda_{max} t = A. \tag{4}$$

Rovnice tato sluje *pošinovacím zákonem Wienovým*. Zákonů záření vyjádřených výrazy (1), (2), (3) a (4) používá se ku stanovení teploty těles nebeských.

Stanovení teploty sluneční děje se nejčastěji pomocí zákona Stefanova. Způsob, kterým se to děje, si v následujícím stručně naznačíme.

Sluneční záření, dopadajíc na abs. černou plochu, zahřívá ji. Množství energie, jež takto obdrží za minutu 1 cm^2, nazýváme solární konstantou. Hodnota její byla často určována. Velmi pečlivá měření provedli Abbot, Fowle a Aldrich v létech 1908 až 1911. Dle těchto měření jest průměrná hodnota solární konstanty $C = 1{\cdot}95$ g. cal.-min. Vezmeme-li okrouhle $C = 2$ a přepočteme-li na sekundu a ergy, obdržíme

$$C = 0{\cdot}14 . 10^7 \frac{Erg}{cm^2\, sec}.$$

Označme nyní R vzdálenost Země od Slunce, r poloměr Slunce. Je-li $S = \sigma T^4$ úhrnná energie vysílaná 1 cm^2 povrchu slunečního, tedy jest $4\pi r^2 S$ celková energie vyzařovaná Sluncem za 1 *sek*. Myslíme-li si okolo Slunce opsánu kouli poloměrem R tož úhrn touto koulí absorbované energie $4\pi R^2 C$ musí se rovnat energii vyzářené, z čehož plyne

$$S = \left(\frac{R}{r}\right)^2 C = 46000\, C,$$

čili dle zákona Stefanova

$$\sigma t^4 = 46000\, C.$$

Pro σ bylo stanoveno: $\sigma = 5{\cdot}65 . 10^{-5} \frac{Erg}{cm^2\, sec\, (1^0)^4}$, pročež

$$t^4 = \frac{0{\cdot}644 . 10^{11}}{5{\cdot}65 . 0^{-5}} (.^0)^4.$$

Odtud plyne $t = 5760^0$. Uvedená hodnota solarní konstanty není, jak podotčeno, jediná, jež byla stanovena; údaje kolísají celkem mezi 2—3 g. cal.-min. Kdyby avšak meze byly i větší, na př. $1{\cdot}8 - 4{\cdot}0$, tož znamená to nejistotu v určení absolutní effektivní teploty t pouze v mezích $5600 - 7000^0$ C.

Svrchovaně důležitý a zajímavý jest výsledek, k němuž tu dospěli zmínění právě badatelé Abbot, Fowle a Alderich současným měřením solární konstanty na dvou velmi vzdálených bodech povrchu zemského. Body těmi jest Mount Whitney v sev. Americe a Bassour v Alžíru. Tím jsou lokální atmosférické vlivy podstatně eliminovány a to umožnilo zjistiti, že solární „konstanta“ jest pravděpodobně veličinou nepravidelně proměnnou, kolísající v období 7 až 10 dnů asi o $7^0/_0$. Jmenovaní badatelé upozornili dále na souvislost mezi hodnotou solární konstanty a početností slunečních skvrn a sice v tom smyslu, že maximu skvrn odpovídá maximum záření a naopak, což jest zajisté překvapující a zarazilo do jisté míry i badatele samy. Nicméně pravděpodobnost tohoto výsledku byla zvýšena poukazem prof. G. Müllera*) v Potsdamu, že změněné záření sluneční musí se obrážeti ve změněné intensitě světla planet. Tato změna skutečně plyne z potsdamských fotometrických měření planet Marsa, Jupitera, Saturna a Urana a odpovídá v celku výsledku Abbotovu. Lze tudíž míti za pravděpodobno,**) že *Slunce jest hvězdou proměnnou*, byť i ne v míře značné.

Jiný, teoreticky rovněž velmi jednoduchý způsob určení effektivní teploty sluneční plyne z pošinovacího zákona Wienova. Ze vzorce (4) plyne

$$t = \frac{A}{\lambda_{max}}.$$

Experimentálně stanovená hodnota A jest 2940, měříme-li λ v mikron. C. G. Abbot stanovil maximum záření slunečního v normalním spektru pro $\lambda = 0{\cdot}470\,\mu$. Jest tudíž

$$t = \frac{2940}{0{\cdot}470}\ {}^{0}C \text{ čili okrouhle } t = 6260\ {}^{0}C.$$

Stanovení místa ve spektru, jemuž odpovídá maximum vyzařované energie děje se bolometricky, není však ani snadné ani přesné. Scheiner považuje metodu solární konstanty za nejspolehlivější. Další metodu k určení teploty poskytuje vzorec Planckův (1.) a pro teploty nepříliš vysoké vzorec Wienův (2.). Tato metoda hodí se zejména dobře k určení teploty stálic.

Pro *určení teploty stálic* nelze přirozeně vůbec použíti zákona Stefanova, jeť energie zářivá, o jejíž měření zde jde, příliš nepatrná. Její existenci podařilo se nicméně prokázati postupem, který naznačili a provedli Huggins, Stone, Boys a Nichols. Nichols***) použil k tomu Boysova citlivého radiometru ve spojení se 24 palcovým zrcadlem hvězdárny Yerkesovy. Pro stanovení teplot, zejména hvězd jen poněkud slabších se tato cesta naprosto nehodí. Nutno se proto omeziti na metody, vyžadující pouze měření v optické části spektra. To učinil na př.

---

*) Astron. Nachr. Nr. 4728.

**) P. Guthnick vyslovil pochybnost o správnosti tohoto názoru (Naturwissenschaften 1918, XII.).

***) Astrophys. Journal 13. 101—141.

Harkányi*) cestou spektrálně-fotometrickou, opíraje se o Wienův zákon posuvu. V podstatě tedy způsobem, jež jsme svrchu naznačili pro určení teploty sluneční.

Výhodnější jest však užíti výrazů (1.) resp. (2.), jež lze ještě účelně upraviti tak, aby jich bylo lze použíti pro nejčastější a nejlepší modifikaci spektralního fotometru, jíž podal Crova**): Totálně odrážejícím dvojnásobným hranolem vede se světlo stranou umístěného zdroje (žárovky) do spektroskopu a sice jednou polovicí štěrbiny, kdežto druhou vnikají paprsky vyšetřovaného zdroje. Přístroj ten má proti jiným konstrukcím výhodu, že obě spektra těsně se stýkají. Dva nikoly, jeden pevný, druhý otáčivý slouží ku seslabování intenty světla srovnávajího zdroje (lampy).

Je-li J_λ intensitou zdroje, J'_λ intensitou lampy pro určitou spektrální barvu, φ_λ úhel o který nutno pootočiti nikol, aby jasnost dvou stejnolehlých míst v obou spektrech byla stejná, tož platí:

$$J_\lambda = k J'_\lambda \sin^2 \varphi_\lambda \text{ čili } \log \frac{J_\lambda}{J'_\lambda} = \log k + \log \sin^2 \varphi_\lambda.$$

Konstanta k závisí při tom od fysikálních podmínek měření, na př. na vzdálenosti srovnávacího zdroje od štěrbiny spektroskopu. Logaritmus poměru intensit a tudíž i poměru energií jest tedy měřením úhlu φ určen až na jistou konstantu. Označíme-li tedy v dalším n_λ měřený poměr intensit, tu platí:

$$\log n_\lambda = \text{konst} + \log \frac{E_\lambda}{E'_\lambda},$$

kdež E_λ a E'_λ jsou resp. energie záření obou zdrojů pro délku vlny λ. Vyjádříme-li dále E_λ Planckovou formulí a označíme x neznámou, na fysikálních okolnostech závislou konstantu, obdržíme

$$\log n_\lambda = x - 5 \log \lambda - \log\left(e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1 \right) - \log E'_\lambda,$$

*) A. N. Bd. 158.

**) Annales de chimie et de physique. Serie 5, t. 29, p. 556.

neboli, s malou jen formální změnou:

$$\log n_\lambda = x - 5 \log \lambda - \frac{c \log e}{\lambda t} - \log \left(1 - e^{-\frac{c}{\lambda t}}\right) - \log E'_\lambda.$$

Provedeme-li měření veličin n_λ pro více míst ve spektru, obdržíme řadu transcendentních rovnic, z nichž lze neznámé x a t počítati. Počet ten se podstatně zjednoduší, uvážíme-li, že hodnota $\log \left(1 - e^{-\frac{c}{\lambda t}}\right)$ musí býti velmi malá. Teprve při teplotách vyšších než 4000° přesahuje jednotku třetího místa desetinného Lze tudíž za t dosaditi přibližnou hodnotu t', čímž rovnice stanou se lineárnými:

$$\log n_\lambda + 5 \log \lambda + \log\left(1 - e^{-\frac{c}{\lambda t'}}\right) + \log E'_\lambda = x + \frac{1}{\lambda} y,$$

kdež jsme zavedli novou neznámou $y = -\frac{c \log e}{t}$.

K nalezení nejpravděpodobnější hodnoty y a tím i t používá se v praxi ovšem metody nejmenších čtverců. Veličinu E'_λ nutno pro srovnávací zdroj fotometru (žárovku) experimentálně zvláště určiti. To děje se srovnáváním intensit ve spektru lampy a zdroje černého záření (na př. elektrické pece Heraeovy) *) známé teploty.

Spektrofotometrickou cestou, způsobem právě stručně naznačeným měřili teploty stálic Wilsing a Scheiner**) v Potsdamu. Rozsáhlá práce obou německých astrofysiků provedena byla spektrálním fotometrem Crova-ovým ve spojení s 80 *cm* refraktorem potsdamské hvězdárny a zahrnuje měření ve spektrech 109 jasnějších stálic, jichž effektivní teploty byly takto určeny.

Nejdůležitějším ovocem této práce jest potvrzení tušené dotud souvislosti mezi spektrálním typem a teplotou stálic. Tato souvislost vysvítá zřetelně z připojené tabulky:

---

*) Publikat. d. astrophys. Observ. zu Potsdam, Bd. 19, Nr. 56, S. 22

**) ibid. Temperaturbest. v. 109 helleren Fixsternen. Wilsing nejnověji toto měření rozšířil na 199 dalších hvězd. Ibid. Bd. 24. Nr. 74.

Typ	Počet hvězd	Teplota průměrná $c = 14600$	$c = 14200$
I a_1	4	9600	11600
I a_2	22	8700	10300
I a_3—II a	16	6300	7100
I b	8	9500	11500
II b	7	5400	5900
II a—III	41	4000	4200
III	7	3200	3300

Nejvyšší teplota vůbec nalezena u λ Orionis, totiž 12800° (I b) a u α Pegasi (I a_1) 11500°, nejnižší u μ Geminorum (III a) a $\varkappa$ Serpentis (III a), totiž 2800° pro $c = 14600$. Poněvadž pravá hodnota c jest asi menší (dle prací Müllerových 1912 pravděpodobně $c = 14370$) jest skutečná „černá" teplota něco vyšší.

Odchylnou methodou, ale rovněž na základě zákona Planckova resp. Wienova postupoval Charles Nordmann.*) Nordmann sestrojil fotometr**) („photomètre stellaire hétérochrome"), který pomocí barevných, monochromatických stinítek umožňuje srovnávání intensit korrespondujících míst ve spektru hvězdy pozorované a hvězdy umělé. Měření tímto strojem je založeno podstatně na následující úvaze: jsou-li $t, t', t'', \ldots$ známé absolutní teploty několika zdrojů, $R, R', R'' \ldots$ a $B, B', B'' \ldots$ vztažně intensity měřené barevným filtrem červeným a modrým fotometru, tož ukazuje grafická konstrukce veličin $x = \log \frac{R}{B}, y = \frac{1}{t}$, že tyto body (x, y) leží na přímce, což ostatně plyne i ze zákona Planckova (vlastně Wienova). Nordmann sestrojil tuto přímku z měření 4 zdrojů, jichž teplotu pyrometricky stanovil, totiž pece Heraeovy při teplotě 1408°, pece Meckerovy 1648° a 1705° a elektrického oblouku 3616°. Fotometricky stanovené hodnoty $\log \frac{R}{B}$, odpovídající těmto zdrojům byly: $+0.750$, $+0{\cdot}526$, $+0{\cdot}420$, $-0{\cdot}388$. Pro Slunce nalezl $\log \frac{R}{B}$ skoro

*) Comptes rendus de l'acad. des sciences 1909. II. 557 násl.
**) Bulletin astronomique 1909.

—0·700, což odpovídá teplotě skoro 6000°. Nordman později metodu svoji ještě zdokonalil*) zejména tím, že vzal v úvahu odchylky od přímky vznikající při vyšších teplotách; nicméně na hodnoty, které obdržel pro temperatury teplejších hvězd nelze se dívati bez jisté reservy.

Jest zajímavo srovnati výsledky Wilsing-Scheinerovy s Nordmannovými. Srovnání toto jest bohužel možno jen u malého počtu hvězd, který oběma měřením jest společný.

Hvězda	Teplota dle W.-Sch.	N.	Spektrum
γ Tauri	4400°	7250°	II.a—III.a
Slunce	5130°	**5320°	II.a
γ Cygni	5700°	5620°	II.a
γ Lyrae	8600°	14500°	I.a_2

U typu II.a jest shoda velmi dobrá. Nápadná je neshoda u γ Tauri; tu jest — vzhledem ku spektru — zajisté hodnota W.-Sch. pravděpodobnější. U γ Lyrae jest hodnota N. značně vyšší. Teploty měřené Nordmannem vůbec velmi značně překračují nejvyšší teploty měřené v Potsdamu. Tak pro δ Persei stanovil N. 18500° a pro λ Tauri dokonce 40.000° jakožto minimum.

Lze očekávati, že určování teplot hvězdných bude míti značný význam při studiu hvězd proměnných. Applikace spektrálního fotometru na tyto namnoze záhadné objekty může zajisté v mnohých případech osvětliti fysikální podstatu změn světelných zde se odehrávajících.

Literatura kromě citované:

Zákony záření: Strouhal, Thermika. S. 548 a násl.
Strouhal-Novák, Optika. S. 332 a násl.
Záviška, Č. M. a F. 34, 1905 (O tepelném záření.)
Přístroje: bolometr, radiometr: Strouhal l. c. 495—512.

*) Comptes rendus 1909. II. s. 1038 násl.
**) Zlepšená hodnota.

spektrální fotometr: Scheiner, Popul. Astrophysik. S. 227 a násl.
Müller. Photom. d. Gestirne. S. 266 a násl.
Vogel, Unterschngn. an d. Spektren d. helleren Gasnebel. Publ. d. astroph. Obs, Potsd. Bd. 15. No. 47.

Methody a výsledky: F. Henning: Messung sehr hoher Temperaturen u. d. Temp. d. Sonne. Weltall 1912.

Úlohy.

Z fysiky.

1.

Soustava tří spojných čoček jež lze považovati za nekonečně tenké, má krajní čočky s ohniskovými vzdálenostmi f_1 a f_3 ve stálé vzájemné vzdálenoti D. Kam mezi ně se musí vložiti čočka f_2, aby soustava nabyla optické mohutnosti nejmenší a které?

Prof. *J. Schuster.*

2.

Na přístroji Feilitzschově mějte trubice nade rtutí objemy a a b, jsouce otevřeny. Pak obě vzduchotěsně uzavřeme a zdvihejme rameno B. Jak souvisí stoupání rtuti v rameni A na tomto zdvihání ramene B, předpokládáme-li, že celý děj jest dostatečně pomalý, aby byl isothermický?

Prof. *J. Schuster.*

3.

Co nastane spojíme-li velmi úzkou trubičkou kulovou bublinu z mydlinek poloměru R s druhou poloměru $r < R$? Jak bychom mohli z měření přetlaku uvnitř bubliny určiti povrchové napětí mydlinkové vody?

Prof. *J. Schuster.*

4.

Různost specifických tepel pro dvě látky se ukazuje differenciálním thermoskopem tak, že dva stejně těžké kusy různých kovů zahřáté ve vodní lázni na 100° C ponoříme do dvou nádobek,