

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

František Závíška

O tepelném záření. [I.]

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 34 (1905), No. 3, 314--328

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/121160>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1905

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>

účinnost přenášení a tím i vzdálenost akce telefonu zvětšila, že však v každém ohledu nepopíratelné výhody a přednosti má soustava Pupinova. Pokud uvedených method bude možno užití též při telegrafii, bude záviseti na užitém systému telegrafickém, a budoucnost teprve rozhodne o vhodnosti neb nevhodnosti method těch.*)

O tepelném záření.

Napsal

Dr. Frant. Závíška,

assistent české university.

Přiblížíme-li k sobě dvě tělesa různé teploty, pak, jak známo, počnou se ihned tyto vyrovnávat, těleso teplejší chladne, těleso studenější se zahřívá, a rovnováha tepelná nastane teprve tehdy, až obě tělesa dosáhnou stejné teploty. Je-li celý systém tepelně izolován, takže ani z venčí teplo nepřijímá ani sám na venek teplo nevysílá, jest tato rovnováha stabilní, neboť kdyby se porušila, musilo by jedno těleso se zahřívati na účet druhého, což bez nákladu mechanické práce není možno. Toto sdílení tepla může se dít cestou rozmanitou. Jsou-li obě tělesa přímo ve styku, anebo jedná-li se o dvě části téhož tělesa, jež jsou na různé teploty, šíří se teplo *vedením*; v kapalinách a plynech přistupuje k tomu za vhodných okolností i proudění hmoty samé, částice zahřáté vstupují do výše a na místo jich přicházejí částice studené, čímž se šíření tepla ovšem podporuje — zjev ten nazýváme *konvekcí* tepelnou. V obou těchto případech sprostředkují sdílení tepla částice materiální. Ale teplo přechází od tělesa teplejšího k studenějšímu

*) Podrobnější vylíčení obsahují tyto články:

Br., Elektrotechn. Zeitschr. sv. 23. str. 700. 1901.

F. Breisig, ibid. str. 1029 a 1046.

C. E. Krarup, ibid. sv. 23. str. 344. 1902.

F. Dolezalek a A. Ebeling, ibid. str. 1059.

F. Dolezalek a A. Ebeling, ibid. sv. 24. str. 770. 1903.

L. Reilstab, Physik. Zeitschr. sv. 4. str. 217. 1903.

i tehdy, kdy vliv těchto částic odpadá, na př. je-li mezi oběma tělesy vakuum. Pak říkáme, že teplo se šíří *zářením*. Ve vzduchu a v plynech vůbec, jež jsou špatnými vodiči tepla, vliv vedení docela mizí vedle záření; vysvitne-li na př. v zimě slunce, cítíme jeho teplo ihned, ačkoli okolní vzduch se ani neohřál.

Studium tohoto tepelného záření ukázalo, že má vlnivý charakter docela tak jako záření světelné a že platí pro ně tytéž zákony. Již z toho lze souditi na identitu obojího záření, která se také dotvrzuje tím, že s účinky světelnými jsou vždy spojeny účinky tepelné a nelze je od sebe oddělití. Není tedy mezi obojím zářením podstatného rozdílu, jsou to vlastně jen dvě různá jména pro týž fysikální děj. Dle našich nynějších představ jde tu o příčné vlnění jakési hypotetické látky, étheru, kterou pro tyto zjevy postulujeme. Záření tělesem vysílané šíří se étherem ve vlnách asi tak, jako zvuk znějící struny šíří se vzduchem — vlnění tu vzniklé jest ovšem podélné. Mimo to vzniká tu z pravidla jediná vlna určité délky, aneb aspoň délky ostatních vln vzniklých s touto základní vlnou jednoduše souvisejí, kdežto záření vzbuzuje v étheru obyčejně celý soubor vln, jichž délka se spojitě mění. Z nich ty vlny, jichž délka leží v intervallu asi od $0\cdot76\ \mu$ do $0\cdot4\ \mu$ ($\mu = 0\cdot001\ mm$), působí v oku dojmem světelným, mají-li ovšem dosti energie, aby jich účinek překročil práh popudu. V intervallu tomto odpovídá každé délce vlny určitá barva od červené do fialové v tom pořadí, jak postupují ve spektru normálně dispergující látky; na vlny ostatní oko naše nereaguje. Spektrum tedy prostírá se ještě daleko za část červenou i fialovou; v t. zv. infračervené části spektra, tedy v oboru vln delších, bylo možno pomocí citlivých method měřických postoupiti až k vlnám délky asi $60\ \mu$, ultrafialová část spektra prozkoumána až k vlnám délky $0\cdot1\ \mu$; vlny tyto následkem své malé energie nepozorují se na základě účinků tepelných, nýbrž fotograficky, obyčejná deska citlivá absorbuje paprsky fialové a ultrafialové mnohem značněji než ostatní.

Budiž ještě podotknuto, že obor tento byl značně rozšířen vlnami elektrickými. *Maxwell* na základě svých theoretických konklusí dospěl k výsledku, že rozruhy elektrické i magnetické šíří se étherem v příčných vlnách s toutéž rychlostí jako

světlo; *Hertz* pak svými klassickými pokusy udal způsob, jak možno tyto rozruchy vzbuditi, a dokázal jich vlnivý charakter. To vedlo opět k představě, že mezi touto radiací elektrickou a radiací tepelnou není podstatného rozdílu, a hlavně novější pokusy ukazující souvislost mezi zjevy světelnými a magnetickými tuto myšlenku opravňují. Vlny elektrické jsou ovšem velmi dlouhé, nejkratší vlny, jichž dosud docíleno, měly délku asi 3 *mm*; a není pochyby, že prozkoumání dosud neznámého oboru od vln délky 3 *mm* do vln délky 0·06 *mm* značně přispěje k bližšímu objasnění souvislosti obou druhů radiací.

Jak dokázal *Wien*, nejsou tyto vlny v tepelné radiaci zastoupeny.

V úvahách dalších budeme se zabývatí jen zářením, jehož zdrojem jest energie tepelná. Process záření vykládáme si asi takto: Molekuly každého tělesa jsou v neustálém pohybu, živá síla tohoto pohybu jest měrou teploty, v tělese teplejším pohybují se tedy molekuly rychleji, v tělese studenějším volněji. Tento pohyb sdílí se okolním částicím étheru, šíří se v něm dále ve vlnách, jež dopadajíce na tělesa jiná z části se odrážejí, z části tělesem projdou, z části však jich živá síla přejde v živou sílu pohybu molekul onoho tělesa, říkáme, že tato část se pohltí a mění se v teplo. Z této představy plyne přímo *Prevostova* theorie tepelné výměny. Je patrné, že dle ní množství tepla, které těleso nějaké vyzařuje, musí býti nezávislé na teplotě okolí, a že dále každé těleso září, poněvadž si představujeme, že molekuly jeho jsou za každé teploty v pohybu. Zahřívá-li se tedy těleso studenější na účet teplejšího, nutno si to představití tak, že vyzařují teplo tělesa obě, ovšem těleso teplejší daleko více, takže studenější těleso více tepla pohlcuje než vysílá.

Množství tepelné energie, jež nějaké těleso vysílá za jednotku časovou, nazýváme jeho emisí nebo radiací; tato závisí patrně na tvaru a velikosti tělesa, na jakosti povrchu a ovšem i na teplotě. Abychom se zbavili závislosti na velikosti a tvaru tělesa, zavádíme t. zv. *mohutnost emisní*, t. j. radiaci, již vysílá 1 *cm*² povrchu. V jistých malých mezích závisí i tato veličina na tvaru tělesa, tak na př. radiace, již vysílá tenká vrstva zářícího tělesa, vzrůstá s tloušťkou její, poněvadž vyza-

řují nejen částice povrchu samého, nýbrž i částice v jisté hloubce pod povrchem se nalézající. Radiace těchto částic se ovšem vniternou absorpcí zeslabí, a sice patrně tím více, čím hlouběji pod povrchem emittující částice se nachází. Když naopak na těleso záření dopadá, pak, jak již řečeno, část se ho odrazí, část projde a konečně část pohltí; poměr mezi částí absorbovanou a mezi úhrnným zářením dopadajícím nazýváme *mohutností absorpcí*. Jest to tedy pouhé číslo, které není nikdy větší než 1, a pokud se týče jeho závislosti na teplotě, jakosti povrchu, jakož i tvaru tělesa, platí patrně totéž, co řečeno dříve o mohutnosti emisní. Mimo to však závisí mohutnost absorpcí i na složení radiace dopadající. Tak na př. sklo jest téměř neprůhledné pro paprsky infračervené a ultrafialové, tedy krátce pro záření neviditelné, kdežto radiaci viditelnou skoro docela propouští. V prvním případě tedy jest mohutnost absorpcí téměř rovna jedné, v druhém případě jest skoro nullou. Nutno tedy tuto veličinu vztahovati k docela určitému záření, jež zvolíme za normální, jest to záření, jež vysílá t. zv. těleso absolutně černé.

Mohutnost absorpcí závisí však dále i na úhlu, pod kterým radiace dopadá, jakož i na její polarisaci. Tak na př. kovy odrážejí dopadající radiaci tím více, čím jest úhel dopadu větší, a poněvadž v poněkud silných vrstvách radiaci vůbec nepropouštějí, je patrné, že jich mohutnost absorpcí s úhlem dopadu klesá. Reflekční mohutnost kovů závisí však i na polarisaci dopadající radiace, radiace kolmo k rovině dopadu polarisovaná odráží se méně než radiace paralelně polarisovaná, mohutnost absorpcí jest tedy naopak pro ni větší. Jiný známý příklad tvoří turmalín, jenž paprsek řádný absorbuje mnohem značněji než mimořádný, mohutnost absorpcí závisí tu, jak ostatně u všech krystalů absorbujících, i na směru, jímž se vlna v krystalu šíří. Jak později uvidíme, plynou z toho docela podobné vztahy i pro mohutnost emisní.

Rozložíme-li radiaci tělesa spektrálně, snadno se přesvědčíme, že energie ve spektru není rozdělena stejnoměrně, v různých místech spektra obdržíme různý účinek tepelný, jenž pro jistou délku vlny dosahuje maxima. Z toho plyne, že v úhrnné radiaci tělesa nejsou zastoupeny všechny vlny stejnou energií,

aneb, jinak řečeno, mohutnost emissní závisí na délce vlny. Pro vlnu délky λ definujeme mohutnost emissní takto: Vytkneme-li ze spektra úzký pruh, v němž leží vlny od délky λ do $\lambda + d\lambda$, jest energie tohoto pruhu úměrná $d\lambda$. Možno ji tedy psáti ve formě $e_\lambda d\lambda$, a předpokládáme-li k vůli jednoduchosti, že záření vychází z 1 cm^2 povrchu zářícího tělesa, jest e_λ mohutností emissní pro vlnu délky λ . Definice mohutnosti absorpční a_λ pro vlnu délky λ jest též jako definice úhrnné mohutnosti absorpční, jenže dopadající záření jest tu monochromatické. Celková mohutnost emissní jest pak dána rovnicí

$$e = \Sigma e_\lambda d\lambda,$$

celková mohutnost absorpční

$$a = \frac{\Sigma a_\lambda e_\lambda d\lambda}{e}.$$

Mohutnost emissní i absorpční, jak úhrnná, tak i vztahená k vlně určité délky mění se od tělesa k tělesu, nemění se však na sobě nezávisle, nýbrž mezi oběma panuje jistý vztah, jež vyslovil *Kirchhoff* svým zákonem o tepelné emisi a absorpci ¹⁾; k odvození tohoto zákona přikročíme.

K tomu účeli bude třeba nejdříve zavést pojem tělesa absolutně černého. Bylo řečeno, že mohutnost absorpční jest vyjádřena pouhým číslem, jež nemůže býti větší než 1, maximální hodnota, již může dosíci, jest tedy rovna jedné. Toto těleso, jež by tedy veškeru dopadající radiaci docela pohltilo a nic nepropouštělo ani neodráželo, nazveme „absolutně černé“. Existuje-li takové těleso vskutku v přírodě, anebo dá-li se realizovati, jest pro naše účely otázkou vedlejší, nám stačí, že představa takového tělesa jest možna. Extrémem k tomuto tělesu jest těleso dokonale zrcadlíci, jež veškeru dopadající radiaci odráží, nic tedy nepohlcuje ani nepropouští; pro ně jest tedy mohutnost absorpční nullou.

Dá se nyní snadno dokázati, že takové těleso dokonale zrcadlíci nemůže při žádné teplotě nějakou radiaci vysílati. Kdyby totiž tomu tak nebylo, pak by vzhledem k tomu,

¹⁾ *G. Kirchhoff*, Pogg. Ann. 109, p. 292, 1860.

že těleso nic neabsorbuje, tedy z venčí žádné teplo nepřijímá, musilo se neustále vyzařováním ochlazovati, temperatura jeho by neustále klesala, klesla by dokonce i pod temperature nejstudenějšího předmětu v okolí. Kdybychom to těleso uzavřeli do dutiny, která jest teplejší než těleso samo, ohřívaly by se stěny dutiny na účet studenějšího tělesa, teplo by tu přecházelo z nižšího niveau na niveau vyšší docela bez nákladu vnější práce; možnost takového zjevu naprosto vylučujeme, odporuje ostatně, jak známo, i druhé větě thermodynamické. Jest tedy i emissní mohutnost dokonale zrcadlicího tělesa nullou.

Dejme tomu nyní, že máme libovolné těleso uvnitř dutiny úplně uzavřené, jejíž vnitřní stěna jest pokryta látkou absolutně černou, vnější stěna nechť dokonale zrcadlí. Těleso i dutina nechť jsou na téže temperature. Veškerá radiace zvenčí dopadající odráží se na vnější stěně, zvenčí tedy systém žádného tepla nepřijímá, a poněvadž všechny jeho části jsou na téže temperature, nemůže se temperatura jeho měniti. Z toho plyne, že ono těleso právě tolik tepla absorbuje, kolik ho vysílá. Je-li tedy r množství energie tepelné, jež vyzařuje, R radiace, jež na ně dopadá, a jeho mohutnost absorpční, musí

$$r = aR. \quad (1)$$

Význam veličiny R jest tu velmi jednoduchý. Nahradíme-li ono těleso uvnitř dutiny tělesem absolutně černým, ale téhož tvaru, pak úhrnná radiace, jež na ně dopadá, se nezmění, jest tedy rovna R , a poněvadž těleso veškeru dopadající radiaci pohltí, musí i jeho emisse rovnati se R . Značí tedy R radiaci, již vysílá absolutně černé těleso téhož tvaru.

Poněvadž na tvaru a velikosti tělesa uvnitř dutiny naprosto nezáleží, patřno, že platí ta věta pro každý element jeho povrchu, takže na místo úhrnných radiací možno klásti jednoduše emissní mohutnosti. Značí-li tedy e mohutnost emissní tělesa uvažovaného, E tělesa absolutně černého, platí

$$e = aE. \quad (2)$$

Pokud se týče mohutnosti emissní tělesa absolutně černého, je nejdříve patřno, že pro všechna absolutně černá tělesa jest táz. Neboť kdybychom měli dvě černá tělesa téhož tvaru, ale

různé mohutnosti emissní a vložili je po sobě do dutiny dříve popsané, pak, jak patrně, absorbují vždy totéž množství tepla, poněvadž však jich emise není táž, mělo by to aspoň v jednom případě za následek porušení rovnováhy tepelné.

Tvar dutiny i polohu tělesa uvnitř můžeme docela libovolně měniti, v každé poloze vysílá patrně dutina k tělesu totéž množství tepelné R . Z toho soudíme, jak i jednoduše dá se dokázati, že radiace, již libovolný element povrchu tělesa absolutně černého vysílá, jest nezávislá na směru, ve kterém se vyzařování děje, jinak řečeno, těleso absolutně černé vysílá radiaci diffusní, a poněvadž jest tu každý směr stejně oprávněn, i nepolarisovancu.

Bylo již řečeno, že emissní mohutnost všech černých těles jest stejná, dá se však dokázati, že jest naprosto identická, t. j. dvě černá tělesa téhož tvaru nejen vyzařují totéž množství energie tepelné, ale i v jich radiaci jest každá délka vlny zastoupena stejnou energií. Za tím účelem představme si těleso, jež absorbuje jen ty vlny, jichž délka leží mezi λ a $\lambda + d\lambda$, radiaci ostatní nechať buď odráží nebo propouští. Pak se dá snadno dokázati, že těleso takové vysílá jen tu radiaci, kterou absorbuje. Uzavřeme-li je totiž do dutiny, jejíž vnitřní i vnější stěnu tvoří látka dokonale zrcadlicí, která má tutéž teplotu co těleso, pak veškeré záření, jež těleso vysílá, se od stěn docela odráží. Poněvadž pak stěny dutiny ničeho nevyzařují, plyne z toho, že těleso, nemá-li neustále chladnouti, musí veškerou radiaci, kterou vysílá, opět absorbovati, a poněvadž absorbuje jen tu radiaci, jež obsahuje vlny délky od λ do $\lambda + d\lambda$, musí jen tuto radiaci vysílati.

Vložíme-li nyní totéž těleso do dutiny, jejíž vnitřní stěna je z látky absolutně černé, vnější stěna dokonale zrcadlicí, a je-li celý systém v tepelné rovnováze, odvodíme docela tak jako dříve rovnici

$$e_{\lambda} = a_{\lambda} E_{\lambda},$$

kdež e_{λ} značí mohutnost emissní onoho tělesa, a_{λ} jeho mohutnost absorpční, a konečně E_{λ} emissní mohutnost tělesa absolutně černého pro vlnu délky λ . Poněvadž ani e_{λ} ani a_{λ} nezávisí na povaze látky vnitřní stěny dutiny pokrývající, plyne z toho, že

pro všechna absolutně černá tělesa jest E_λ totéž. Jest tedy radiace černého tělesa úplně definována podmínkou, že jeho mohutnost absorpční se rovná jedné.

A nyní možno dokázati, že zákon Kirchhoffův platí nejen pro úhrnnou mohutnost emissní a absorpční, nýbrž i pro každou délku vlny zvlášť. Libovolné těleso vpravme zase do dutiny, jejíž vnitřní stěna jest z látky, která absorbuje jen radiaci od λ do $\lambda + d\lambda$, vnější stěna buď zase pokryta látkou dokonale zrcadlící, celek buď na téže teplotě. Ta radiace tělesem vyslaná, která neleží v intervalu $\lambda \dots \lambda + d\lambda$, se na vnitřní stěně dutiny pranic neabsorbuje. Dopadnuvši tedy na stěny, z části se odráží, část vnikne dovnitř, dopadá na stěnu vnější, jež však dokonale zrcadlí a odráží ji zpět. Patrně tedy, že tato radiace odráží se od stěn dutiny tak jako od dokonalého zrcadla a odráží se ovšem tak dlouho, až těleso uvnitř se nacházející ji celou absorbuje. Tato radiace vrátí se tedy tělesu docela. Zbývající radiaci vnitřní stěna dutiny absorbuje; k vůli jednoduchosti předpokládáme, že tato absorpce jest úplná, že tedy pro ni $a_\lambda = 1$. Množství energie tepelné odpovídající vlnám délky λ až $\lambda + d\lambda$ a tělesem vyslané označíme $r_\lambda d\lambda$, úhrnné záření na těleso dopadající buď $R_\lambda d\lambda$, podmínka rovnováhy tepelné dává rovnici

$$r_\lambda = a_\lambda R_\lambda,$$

kdež a_λ značí mohutnost absorpční tělesa pro vlnu délky λ . Je patrně, že $R_\lambda d\lambda$ je zase energie vln ležících v intervalu $\lambda \dots \lambda + d\lambda$, vyslaných tělesem absolutně černým téhož tvaru jako těleso uvažované, takže místo radiací můžeme zase zavést mohutnosti emissní e_λ , resp. E_λ , čímž obdržíme

$$e_\lambda = a_\lambda E_\lambda. \quad (3)$$

Jest tedy pro všechna tělesa poměr mezi mohutnostmi emissní a absorpční roven emissní mohutnosti tělesa absolutně černého za téže teploty, takže jest jen funkcí vlnité délky λ a teploty t a jest nezávislý na povaze tělesa. Kirchhoffův zákon možno také vysloviti v ten smysl, že každé těleso, když září, vysílá hlavně tu radiaci, kterou za té teploty nejvíce absorbuje. Vzpomeneme-li si na způsob, jakým se záření tepelné

vykládá, že totiž pohybem molekul tělesa zářivého vzbudí se v okolním étheru vlnění, vlny tyto pak dopadajíce na tělesa jiná část své energie spotřebují na to, aby zvýšily živou sílu molekulárního pohybu těchto těles, čímž vzniká absorpce, jest tu analogie s resonancí v akustice patrná; dopodrobna se však analogie tato provésti nedá.

Rovnice (3) se dá ostatně ještě specialisovati. Dosud jsme předpokládali, že každý element zářivého tělesa vysílá radiaci ve všech směrech. Závísí-li tedy emise na úhlu, který svírá směr její s normálou, značí e_λ jakousi střední mohutnost emise, podobně i a_λ . Dá se však dokázati, že zákon Kirchhoffův platí pro každý směr zvlášť. Mysleme si za tím účelem ono těleso uvnitř dutiny se nalézající obklopeno diafragmaty z látky dokonale zrcadlicí, na př. dvěma soustřednými koulemi, jež jsou opatřeny otvory tak umístěnými, že ven může vystupovati jen radiace od jistého elementu povrchu, jejíž směr svírá určitý úhel s normálou. Pak ostatní radiace po odrazu na dokonale zrcadlicích stěnách se tělesu vrátí, zbývá tedy mu nahraditi jen tu její část, která oněmi otvory vystupuje ven a dopadá na vnitřní stěnu dutiny. Docela touž úvahou jako dříve se přesvědčíme, že zákon Kirchhoffův platí i pro tento směr. Kdybychom ony otvory opatřili polarisatory, takže ven vystupuje i na těleso dopadá světlo polarisované, je patrné, že zákon Kirchhoffův platí i pro libovolnou polarisaci. Celkem tedy možno Kirchhoffův zákon formulovati takto: Je-li a_λ absorpční mohutnost pro radiaci určité barvy dopadající v jistém úhlu a libovolně polarisovanou, e_λ mohutnost emise radiace téže barvy dopadající v témž úhlu a stejně polarisované, jest poměr obou funkcí jen délky vlny a teploty, nezávisí tedy ani na úhlu dopadu ani na polarisaci.

Zákon Kirchhoffův možno stvrditi četnými pokusy. Pokryjeme-li nádobku teploměrnou sazemí, a je-li tato studenější než okolí, pozorujeme, že teplota termometru rychleji stoupá, než kdyby byla nádobka lesklá, v prvním případě tedy nádobka více absorbuje. Když naopak okolí jest studenější, pozorujeme, že teploměr s nádobkou pokrytou sazemí rychleji klesá, jest tedy zase jeho emise větší.

Podobně možno ukázati platnost tohoto zákona, když se jedná o záření viditelné. Známý jest tu zjev obrácení natriové

čáry ve spektru, jež *Kirchhoff* objevil, a který jej vedl k odvození jeho zákona. Rozložíme-li na př. světlo obloukové lampy spektrálně, obdržíme spojité spektrum. Necháme-li však paprsky projíti plamenem Bunsenova hořáku, který je intensivně zbarven parami žhoucímho natria, ukáže se ve spektru tmavá čára právě na tom místě, kde ve spektru Bunsenova plamene jevila by se čára jasná. Zjev tento patrně souvisí s absorpcí natriových par. Budiž e'_λ mohutnost emissní zdroje světelného, jež dává spojité spektrum, pro natriovou čáru, e_λ resp. a_λ mohutnost emissní resp. absorpční plamene. Pak z dopadající radiace plamen absorbuje množství, které až na faktor závislý na tvaru plamene jest rovno $a_\lambda e'_\lambda$, zbytek propustí, nehledíme-li k odrazu; kromě toho vysílá záření vlastní, jehož energie jest úměrna e_λ . Celkové záření dopadající ve spektru na místo, kde jest natriová čára, jest tedy úměrno výrazu

$$(1 - a_\lambda) e'_\lambda + e_\lambda,$$

takže vlivem plamene jest zmenšeno o $a_\lambda e'_\lambda - e_\lambda$ čili o $a_\lambda(e'_\lambda - E_\lambda)$, kdež E_λ značí mohutnost emissní tělesa absolutně černého téže teploty jako plamen. Z rovnice (3) je nyní patrné vzhledem k tomu, že pro všechna tělesa jest $a_\lambda < 1$, že těleso absolutně černé má ze všech těles téže teploty maximální mohutnost emissní pro každou vlnu, má-li tedy výraz $a_\lambda(e'_\lambda - E_\lambda)$ býti kladný, musí býti teplota zdroje spojité spektrum vysílajícího značně vyšší než teplota plamene, poněvadž, jak v dalším uvidíme, emissní mohutnost všech těles s teplotou roste. Mimo to rozhoduje tu i veličina a_λ , z toho důvodu volí se páry kovového natria, poněvadž jsou velmi husté a tedy značně světlo absorbují.

Látky průhledné, jako na př. sklo, jichž mohutnost absorpční pro paprsky světelné jest při každé teplotě velmi malá. svítí i při vysoké teplotě málo. Podobné platí o lesklém povrchu kovovém, jež zase téměř veškeru dopadající radiaci odráží. Pokryjeme-li platinový plech z části platinovou černí, jeví se tato v odraženém světle černá, poněvadž téměř všechnu dopadající radiaci absorbuje; zahřejeme-li však plech na vysokou teplotu, takže svítí vlastním světlem, pak září platinová čern mnohem intensivněji než plech sám.

Zajímavé důsledky plynou z té okolnosti, že mohutnost emisní černého tělesa jest funkcí jen teploty a délky vlny, a že Kirchhoffův zákon platí pro každý úhel dopadu i pro libovolnou polarisaci. Jak již řečeno, závisí u některých látek mohutnost absorpční na úhlu dopadu, jakož i na polarisaci dopadající radiace, z Kirchhoffova zákona plyne tedy, jak dokázáno, že docela touž závislost musí ukazovat i mohutnost emisní. Tak na př. kovy absorbují světlo kolmo k rovině dopadu polarisované mnohem více než světlo polarisované v rovině dopadu, z toho naopak soudíme, že v radiaci, již rozřhavená destička kovová vysílá, bude převládati světlo k rovině dopadu kolmo polarisované, zjev, který pozoroval již *Arago*. Poměr mezi množstvím radiace polarisované v rovině dopadu a kolmo k ní možno dle zákona *Kirchhoffova* i kvantitativně stanovit. Je-li totiž r_p mohutnost reflektivní pro světlo polarisované v rovině dopadu, r_n pro světlo polarisované kolmo k ní, pak vzhledem k tomu, že kovy vyjma při extrémně malých tloušťkách radiaci nepropouštějí, jsou příslušné mohutnosti absorpční

$$a_p = 1 - r_p, \quad a_n = 1 - r_n,$$

a emise

$$e_p = E(1 - r_p), \quad e_n = E(1 - r_n).$$

Měření, jež vykonali *Violle*²⁾, *Möller*³⁾, *Magnus*⁴⁾, *Uljanin*⁵⁾, jsou, jak poslední ukázal, s teorií v dobrém souhlasu. Poměr ten roste značně s úhlem dopadu, tak na př. dle měření *Violleova* obnáší pro roztavené stříbro při úhlu dopadu 20° asi 6·5%, při úhlu dopadu 70° však již 70%. Zjev ten ovšem vymizí, je-li povrch kovu drsný, poněvadž pak reflektuje diffusně.

Podobně destička turmalínová paralelně s osou broušená, jež absorbuje paprsek řádný více než mimořádný, musí jsouc rozřhavena vysílati radiaci, v níž převládají paprsky polarisované tak jako paprsek řádný, tedy v hlavním řezu, předpokládaje ovšem, že turmalín tuto svou vlastnost podrží i v žáru. Kvalita-

²⁾ *Violle*, Compt. rend. 105, p. 111, 1886.

³⁾ *Möller*, Wied. Ann. 24, p. 266, 1885.

⁴⁾ *Magnus*, Pogg. Ann. 134, p. 45, 1868.

⁵⁾ *W. v. Uljanin*, Wied. Ann. 62, pag. 537, 1897.

tivně verifikoval již *Kirchhoff*⁶⁾ tento důsledek svého zákona. Zahřál turmalínovou destičku v plameni Bunsenova hořáku do červeného žáru a pozoroval skrz ni dvojlomným achromatizovaným hranolem rozžhavený platinový drát. Ukázalo se vskutku, že oba obrazy nejsou stejně jasné, ač rozdíl intenzit nebyl tak mnohem menší, než když destička byla mimo plamen; rozdíl v mohutnostech absorpčních tedy zůstal, třebaž nebyl tak značný. Když nyní při určité posici hranolu rozžhavený drátek byl odstraněn a pozorovány oba obrazy destičky, ukázalo se vskutku, že na tom místě, kde byl jasnější obraz drátku, byl temnější obrázek destičky a naopak. Kvantitativně měření vykonal při analogickém uspořádání *A. Pflüger*⁷⁾. Značí-li totiž e_0 mohutnost emisní pro paprsek řádný, t. j. polarizovaný v hlavním řezu, e_e pro paprsek mimořádný, a_0 a a_e příslušné mohutnosti absorpční, jest

$$e_0 = a_0 E, \quad e_e = a_e E,$$

tedy

$$\frac{e_0}{e_e} = \frac{a_0}{a_e}.$$

Z měření *Pflügerových*, jež byla vykonána pro viditelnou část spektra, je vskutku patrné, že ona rovnice platí, největší pozorovaná odchylka obnášela jen 1·8%, střední odchylka činí asi 0·7%.

Budiž ještě podotknuto, že pomocí zákona *Kirchhoffova* možno přesněji formulovati i t. zv. *zákon Lambertův*, dle něhož množství radiace, jež nějaký element povrchu v jistém směru vysílá, jest úměrný kosinu úhlu, jež tento směr svírá s normálou onoho elementu. Ukazuje se, že zákon tento platí jen pro povrch matný, t. j. diffusně reflektující, naproti tomu pro povrch reflektující pravidelně, nevystačí.

Přímým měřením pokusili se verifikovat zákon *Kirchhoffův* *Z. Bouman*⁸⁾ a *P. Rosenthal*⁹⁾, kteří měřili mohutnost emisní

⁶⁾ *G. Kirchhoff*, *Pogg. Ann.* 109, pag. 299, 1860.

⁷⁾ *A. Pflüger*, *Drude Ann.* 7, p. 806, 1902.

⁸⁾ *Z. P. Bouman*, *Versl. k. Ak. d. Vetens. Amsterdam.* 5, p. 438, 1897.

⁹⁾ *P. Rosenthal*, *Wied. Ann.* 68, pag. 783, 1899.

i absorpční některých látek a poměr obou srovnávali s emisní mohutností kysličníku měďnatého, jenž se tělesu absolutně černému dosti přibližuje, našli dosti dobrý souhlas.

Zákonem Kirchhoffovým nabývá nyní veliké důležitost studium záření absolutně černého tělesa po stránce experimentální i theoretické. Za účelem měření nutno ovšem černé těleso realizovati. Není pochyby, že v přírodě takové těleso, jež by veškeru dopadající radiaci pohlcovalo, se nevyskytuje. Poněvadž nesmí žádnou radiaci odrážet, musí míti též index lomu i koeficient absorpce jako okolní medium, t. j. vakuum, anebo přibližně i vzduch. Vakuum však nejeví žádné absorpce, nutno si tedy představit, že koeficient absorpce černého tělesa — který má naprosto jiný význam než mohutnost absorpční — jest velmi malý, a absorpce jest způsobena velmi velikou tloušťkou. V praxi volíme za tělesa černá látky diffusně reflektující s velkým koeficientem absorpce; sem patří tělesa opticky černá, jako na př. saze, platinová čerň, atd. Měření, jež vykonal *K. Angström*¹⁰⁾, ukazují, že saze pohlcují 97·6% dopadající radiace, jest tedy pro ně $a = 0·976$; mohutnost absorpční klesá s rostoucím úhlem dopadu. V dosti silných vrstvách pohlcují saze i platinová čerň, jak *F. Kurlbaum*¹¹⁾ ukázal, radiaci dosti dokonale, pro vlny delší než $8\ \mu$ jsou však velmi silně propustné. Ke studiu záření černého tělesa užil těchto látek *F. Paschen*¹²⁾, jenž je seřadil dle „černosti“ a měřením hledal zákonitosti, jež buďto všem tělesům jsou společny anebo tím jasněji vystupují, čím je těleso černější. O pokusech jeho bude později řeč.

Není-li však možno realizovati černé těleso, lze za to poměrně velmi snadno realizovati černé záření pomocí těles docela libovolných na základě myšlenky, kterou poprvé vyslovil již sám *Kirchhoff*¹³⁾, kterou však realizovali teprve *Lummer* a *Wien*¹⁴⁾. Dle *Kirchhoffa* totiž v každém uzavřeném prostoru, jehož stěny jsou pro radiaci nepropustny a jehož všechny části jsou na téže teplotě, vychází ode všech těles uvnitř se na-

¹⁰⁾ *K. Angström*, Wied. Ann. 26, p. 276, 1885.

¹¹⁾ *F. Kurlbaum*, Wied. Ann. 67, p. 846, 1899.

¹²⁾ *F. Paschen*, Wied. Ann. 58, p. 455, 1896 a 60, p. 662, 1897.

¹³⁾ *G. Kirchhoff*, l. c.

¹⁴⁾ *O. Lummer* a *W. Wien*, Wied. Ann. 56, pag. 451, 1895.

lézajících, jakož i od vnitřní stěny dutiny konečné záření, jež jest naprosto identické s radiací tělesa absolutně černého.

Tu nutno totiž činiti rozdíl mezi radiací, již těleso samo vysílá, a mezi radiací, jež od tělesa v takovém prostoru vychází. Radiace, kterou libovolné z těles uvnitř se nacházejících, nebo i vnitřní stěna dutiny sama vysílá, dopadá na tělesa ostatní, tam se z části pohltí, zbytek se odrazí nebo projde, část této radiace dopadne znova na ono těleso a to se opakuje tak dlouho, až se celá radiace tělesem vyslaná pohltí. Totéž platí i o radiaci, již ostatní tělesa vysílají, a jež dopadá na těleso uvažované. Celkem tedy vychází od toho tělesa výsledná radiace, a ta jest, jak dokážeme, naprosto shodna s radiací absolutně černého tělesa.

Nejdříve dokážeme, že radiace ta nezávisí na tvaru dutiny ani na tělesech okolních. Budiž r radiace tělesem samým vysílaná, r' celková radiace na ně dopadající, a' mohutnost absorpční tělesa vztažená k radiaci r' , pak plyne z podmínky rovnováhy tepelné

$$r = a'r'.$$

Je-li nyní a_λ mohutnost absorpční tělesa pro vlnu délky λ , r'_λ dopadající radiace pro touž vlnu, jest

$$a'r' = \Sigma a_\lambda r'_\lambda d\lambda,$$

tedy

$$r = \Sigma a_\lambda r'_\lambda d\lambda.$$

Vpravíme-li nyní ono těleso do jiného prostoru téže teploty, nezmění se patrně ani r ani a_λ , naproti tomu mohlo by však r'_λ přejíti v r''_λ . Pak musí býti

$$\Sigma a_\lambda r'_\lambda d\lambda = \Sigma a_\lambda r''_\lambda d\lambda,$$

z čehož, vzhledem k tomu, že dutinu i tělesa ostatní možno docela libovolně voliti, plyne $r'_\lambda = r''_\lambda$. Jsou-li nyní ostatní tělesa jakož i vnitřní stěna dutiny absolutně černé, pak radiace, již ono těleso samo vysílá, se na nich ihned pohltí, mnohonásobné odrazy tu odpadnou, a na těleso dopadá jen radiace od okolních těles a vnitřní stěny dutiny vysílaná. V tomto případě jest tedy dopadající radiace černá, a z předešlého plyne,

že jest tomu tak vždycky. Odpovídá-li tedy v ní vlně délky λ radiace R_λ , pak část $a_\lambda R_\lambda$ těleso pohltí, zbytek $(1 - a_\lambda)R_\lambda$ se odrazí nebo projde a celkem od tělesa vychází radiace pro vlnu λ

$$r_\lambda + (1 - a_\lambda)R_\lambda = R_\lambda,$$

ta jest tedy identická s radiací absolutně černou.

Opatříme-li tedy onu dutinu malým otvorem, vystupuje z něho černá radiace. Totéž ostatně jest pochopitelné i přímou úvahou. Vniká-li totiž takovým malým otvorem dovnitř dutiny svazek paprsků, odráží se uvnitř mnohonásobně, každým takovým odrazem se zeslabí, celkem tedy vystoupí z dutiny velmi malá část jeho, a sice tím menší, čím menší jest otvor. Chová se tedy dutina tak, jako kdyby pro ni mohutnost absorpční rovnala se jedné. Z této úvahy jest však dále patrné, že vliv onoho malého otvoru, jenž ovšem ku měření jest nutný, může býti někdy velmi značný. Představme si na př. dutou kovovou kouli s malým otvorem, jejíž vnitřní stěna zrcadlí. Svazek paprsků, který vniká do koule směrem poloměru, odráží se na vnitřní stěně a vystupuje z koule nepatrně zeslaben. V tom směru tedy koule nebude vysílati černou radiaci, a je ostatně patrné, že radiace koulí vysílaná bude tím dokonaleji černá, čím více je směr, ve kterém vychází, k poloměru skloněn. Proto činí se vnitřní stěna takové dutiny matnou, aby diffusně odrážela, mimo to k vůli dokonalejší absorpci pokrývá se platinovou černí a pod. Vpravíme-li do takové dutiny libovolné těleso, nastane tím s počátku v rozdělení zářivé energie v dutině změna, která však mnohonásobnými reflexemi a absorpcemi sama od sebe se tak vyrovná, že zase v každém místě uvnitř dutiny vznikne černá radiace. Z toho důvodu definoval *Wien*¹⁵⁾ záření absolutně černého tělesa jako případ stabilní rovnováhy tepelné, od každého elementu vychází též celková radiace, jako naň dopadá.

(Dokončení.)

¹⁵⁾ *W. Wien, Wied. Ann., 52, p. 132, 1894.*

