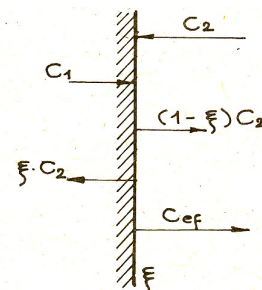


4 SÁLÁNÍ TEPLA – RADIACE

Vyzařovaná energie tělesem se přenáší elektromagnetickým vlněním o různé délce vlny. Podle toho se rozlišuje záření rentgenové, ultrafialové, světelné, infračervené a elektromagnetické vlny. V teorii šíření tepla má největší význam infračervené záření, neboť je pohlcováno tělesy a jeho energie se při tom mění v energii tepelnou. Vlnová délka infračerveného záření je cca 0,78 až 360 μm . Toto záření se nazývá tepelným zářením nebo rovněž sáláním.

Principiálně není žádného rozdílu mezi tepelným a jiným elektromagnetickým zářením. Každé záření je spojeno s transportem energie. Také pro tepelné záření platí optické zákony přímočarého šíření rychlostí světla, odrazu a lomu. Šíření zářivé energie nepředpokládá existenci zprostředkující látky. Tím se zásadně rozlišuje od způsobu sdílení tepla vedením a prouděním.

Vznik tepelného záření z tepelné energie označujeme pojmem emise, přeměnu záření v tepelnou energii pojmem absorpce. Tato přeměna záření v teplo a obráceně je vázána na hmotnost tělesa. Vyzářená energie závisí jen na vlastnostech zářiče, nikoliv na jeho okolí. Vedle teploty zářiče jsou pro emisi důležité také vlastnosti povrchové plochy.



Obr. 1: K definici efektivní sálavosti tělesa

4.1 Rozdělení sálavé energie dopadající na povrch tělesa

Záření při všech vlnových délkách můžeme označit jako základní vlastnost těles. Tato energie se při dopadu na jiné těleso zčásti odrazí, zčásti tělesem prochází a zčásti se jím pohlcuje. Pohlcená část energie může po určitém čase opět vyzářit. Energie, která byla tělesem odražena nebo jím prošla, dopadá na okolní tělesa až je posléze jimi také pohlcena. Tímto způsobem se celá energie vyzářená určitým tělesem sdělí okolním tělesům. Každé těleso tedy nejen nepřetržitě vyzařuje, ale také nepřetržitě pohlcuje, odrazí a propouští zářivou energii. Celý proces má za následek sdílení tepla mezi jednotlivými tělesy.

Množství energie, které vysílá povrchová jednotka tělesa v časové jednotce, nazýváme sálavost tělesa a označujeme C :

$$C = M_e \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^{-4} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}] \quad /1/$$

kde: M_e - intenzita vyzařování [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]
 T - teplota zdroje záření [K]

Na povrchu těles může být energie záření nerovnoměrně rozložena, takže plošnou hustotu zářivého toku dopadajícího na ozářenou plochu označujeme jako intenzita záření:

$$E = \frac{d\Phi}{dA} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-2}] \quad /2/$$

Je-li C_1 sálavost tělesa, znamená to, že těleso vysílá C_1 [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$] – vlastní sálavé teplo, které je úplně určeno teplotou a fyzikálními vlastnostmi tělesa. Současně dopadá na toto těleso množství energie C_2 od jiných těles, což je dopadající sálavé teplo. Část tohoto tepla $\xi \cdot C_2$ těleso pohlcuje (pohlcené sálavé teplo) a zbytek $(1 - \xi) \cdot C_2$ odrazí (odražené sálavé teplo – obr. 1). Součet vlastního sálavého tepla a odraženého sálavého tepla se nazývá efektivní sálavost tělesa.

$$C_{ef} = C_1 + (1 - \xi) \cdot C_2 \quad /3/$$

Je to skutečné množství tepla, jež těleso vysílá. Toto teplo je větší než vlastní sálavost o hodnotu: /4/

$$(1 - \xi) \cdot C_2$$

4.2 Zákony sálání tepla

Kirchhoffův zákon

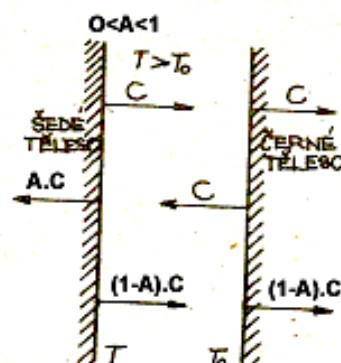
Uvažujme dvě desky (s různými sálavostmi C a C_1 , pohltivostí A a A_1) uspořádané tak, že zářivá energie vysílaná jednou deskou je pohlcována druhou - obr. 2. Předpokládáme-li, že mají původně stejnou teplotu, není možné, aby se jedna deska oproti druhé při sálání ohřála. Pro výpočet sdíleného tepla sáláním uvažujeme pro začátek, že obě desky mají různou teplotu. Tak lze odvodit Kirchhoffův zákon o emisi a absorpci tepelného záření ve tvaru

$$\frac{C}{A} = \frac{C_1}{A_1} = C_0 = f(T) \quad /5/$$

Z této rovnice plyne, že poměr úhrnné sálavosti a pohltivosti tepelného záření je pro všechna tělesa při téže absolutní teplotě stejný a rovná se úhrnné sálavosti dokonale černého tělesa. Kirchhoffův zákon platí také pro sálání o nekonečně malém rozsahu vlnových délek

$$\frac{C_\lambda}{A_\lambda} = C_{0\lambda} = f(T, \lambda) \quad /6/$$

čili poměr monochromatické sálavosti k monochromatické pohltivosti je pro všechna tělesa při téže teplotě stejný a jen na absolutní teplotě T a uvažované dálce vlny λ .



Obr. 2: Sdílení tepla zářením mezi dvěma rovnoběžnými stěnami.

Planckův zákon

Kirchhoffův zákon vyjadřuje skutečnost, že sálavost dokonale černého tělesa je funkcí pouze absolutní teploty T a uvažované vlnové délky λ . Tvar této funkce odvodil Planck. K odvození použil své kvantové hypotézy, která tvrdí, že molekuly nevyzařují energii spojitě, nýbrž že vyzařování i pohlcování zářivé energie se děje jen po celistvých "kvantech" energie (dávkách), která mají velikost

$$e = h \cdot f = h \cdot \frac{v_0}{\lambda} \quad [J] \quad /7/$$

kde: $h = 6,624 \cdot 10^{-34}$ [J.s] – Planckova kvantová konstanta

v_0 - rychlost světla ve vakuu, tj. $300 \cdot 10^6$ [m.s⁻¹]

λ - vlnová délka [m]

f - frekvence [s⁻¹]

Zákon Stefan-Boltzmannův

Zákon Stefan-Boltzmannův udává úhrnné množství energie, které dokonalé černé těleso o ploše 1m² vysílá za časovou jednotku.

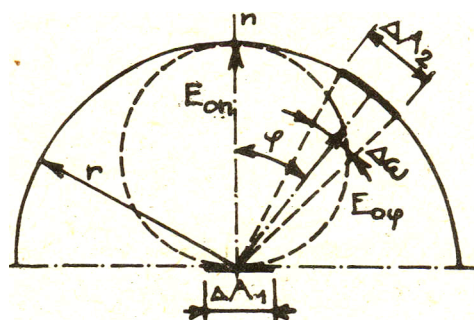
$$E_0 = \sigma_0 \cdot T^4 \quad /8/$$

kde: σ_0 - konstanta sálání dokonale černého tělesa –

podle přímých měření má tato konstanta hodnotu

$$\sigma_0 = 5,775 \cdot 10^{-8} \text{ [W.m}^2\text{.K}^{-4}\text{]}$$

T - absolutní teplota [K]



Obr. 3: Vyzařování plošky ΔA_1 ve směru na libovolně umístěnou plošku ΔA_2

Pro technické výpočty je výhodnější psát zákon Stefan-Boltzmannův ve tvaru

$$E_0 = 10^8 \cdot \sigma_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \quad /9/$$

kde: $C_0 = 10^8 \cdot \sigma_0 = 5,775 \text{ [W.m}^2\text{.K}^{-4}\text{]}$

Stefan-Boltzmannův zákon platí přesně pro černé a šedé zářiče. S dostatečnou přibližností také pro pevná tělesa s výjimkou kovů, u nichž je vyzářená energie úměrně vyšší než čtvrtá mocnina u platiny.

Energii vysálanou šedým zářičem lze stanovit podle Stefan-Boltzmannova zákona, jestliže konstanty σ_0 , popřípadě C_0 násobíme empiricky stanoveným faktorem, který se mění od 0 do 1. Veličina charakterizující zářič definovaná poměry

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{C}{C_0} = P \quad /10/$$

se nazývá stupeň černosti nebo také emisní součinitel popřípadě součinitel pohltivosti. Není to čistá látková konstanta, poněvadž závisí nejen na materiálu zářiče, ale i na vlastnostech jeho povrchu (hladký, drsný). Je také závislý na teplotě. Hodnoty ε jsou uváděny v tabulkách.

Lambertův zákon

Vytněme v rovině elementární plošku ΔA_1 podle obr. 3. Předpokládejme, že tato ploška tvoří část povrchu u dokonale černého tělesa, jehož úhrnná zářivost E_0 je známa. Pak energie, kterou v časové jednotce vyzáří tato ploška, je dána výrazem

$$\Delta Q = E_0 \cdot \Delta A_1 \quad /11/$$

a září ve všech směrech do prostoru nad naznačenou rovinu. Její určitá část označená ΔQ_n září ve směru kolmém k uvažované elementární plošce - ve směru normály.

Vyjádříme ji analogicky k rovnici /11/ výrazem

$$\Delta Q_n = E_{0n} \cdot \Delta A_1 \quad /12/$$

přičemž E_{0n} představuje příslušnou část úhrnné zářivosti E_0 . Ke stanovení velikosti složky E_{0n} je nutné určit množství zářivé energie, která za popsaných poměrů dopadne na elementární plošku ΔA_2 ležící na kulové ploše, opsané poloměrem r ze středu plošky ΔA_1 (obr. 3). Poloha plošky ΔA_2 je určena úhlem a její velikost elementárním prostorovým úhlem, o němž platí

$$\Delta \omega = \frac{\Delta A_2}{r^2} \quad /13/$$

Množství energie ΔQ_φ pak určuje Lambertův zákon

$$\Delta Q_\varphi = E_{0n} \cdot \Delta A_1 \cdot \cos \varphi \cdot \Delta \omega \quad /14/$$

Je zřejmé, že pro $\varphi=0$, tj. ve směru normály k zářící ploše ΔA_1 , je množství sdílení energie maximální

$$(\Delta Q_\varphi)_{\max} = E_{0n} \cdot \Delta A_1 \cdot \Delta \omega = \Delta Q_n \cdot \Delta \omega \quad /15/$$

Naopak ve směru rovnoběžném se zářící ploškou ΔA_1 , tj. pro $\varphi = \pi/2$ se žádná zářivá energie nesdílí $(\Delta Q_\varphi)_{\min} = 0$. Je zřejmé, že množství sdílené energie závisí za jinak stejných okolností na $\cos \varphi$. Proto se Lambertův zákon také někdy označuje jako zákon kosinový a stanovuje tak závislost mezi množstvím sálavé energie a směrem sálání.

Předpokládejme dále, že v prostoru omezeném polokoulí o poloměru r není žádná látka. Potom pro množství energie vyzářené elementární ploškou dokonale černého tělesa a dopadající na plochu polokoule o poloměru r dostaneme vztah

$$\Delta Q = E_{0n} \cdot \Delta A_1 \cdot \pi \quad /16/$$

Srovnáme-li tento vztah s rovnicí /15/, vidíme, že v rovnici /16/ je místo $\Delta \omega$ jen π . Totéž množství vyzářená energie ve [W] je možno vyjádřit pomocí Stefan-Boltzmannova zákona:

$$\Delta Q = E_0 \cdot \Delta A_1 = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot A_1 \quad /17/$$

Ze srovnání obou posledních výrazů určíme neznámou hodnotu E_{0n}

$$E_{0n} = \frac{E_0}{\pi} = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot \pi^{-1} \quad [\text{W} \cdot \text{m}^{-1}] \quad /18/$$

Po dosazení konstanty E_{0n} do rovnice /14/ obdržíme výraz pro množství energie vyzářované ploškou ΔA_1 , u dokonale černého tělesa ve směru stanoveném úhlem φ

$$\Delta Q_\varphi = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot \cos \varphi \cdot \Delta A_1 \cdot \Delta \omega \cdot \pi^{-1} \quad /19/$$

Pro zářivost šedého tělesa ve směru normály k plošce ΔA_1 , je možné psát analogicky k výrazu:

$$E_n = \frac{E}{\pi} = \varepsilon \cdot C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot \frac{1}{\pi} = C \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot \pi^{-1} \quad /20/$$

Lambertův zákon pro záření šedého tělesa ve směru stanoveném úhlem φ bude

$$\Delta Q_\varphi = \varepsilon \cdot C_0 \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot \cos \varphi \cdot \Delta A_1 \cdot \Delta \omega \cdot \pi^{-1} \quad /21/$$

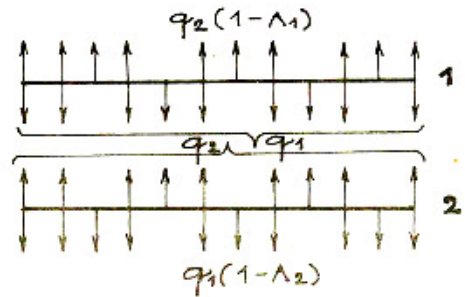
Obě poslední rovnice platí jen přibližně pro úhel $\varphi=60^\circ$.

4.3 Přenos tepla sáláním z požárního hlediska

V praxi se často setkáváme s případy výměny tepla sáláním mezi dvěma rovnoběžnými stěnami (přičemž se předpokládá, že vzdálenost mezi nimi je několikanásobně menší než jejich povrchy). Je tedy možno předpokládat, že ze záření, které vyše jedno těleso, neunikne do okolí nic, takže celé záření dopadne na druhé těleso. Tento druh výměny tepla je středem pozornosti zejména z hlediska požární ochrany, protože k výměně tepla sáláním dochází mezi silně zahřátými povrchy různých tepelných zařízení. Blízkost takových tepelně zářivých předmětů a zařízení může vyvolat zapálení hořlavých materiálů. Praxe dokazuje, že tato příčina vzniku požárů je nejčastější.

Přenos tepla mezi dvěma rovnoběžnými povrchy

Na obr. 4 je schéma výměny tepla sáláním mezi dvěma rovnoběžnými blízkými stěnami, mezi nimiž vzdálenost je podstatně menší než jsou jejich rozměry, takže záření jednoho povrchu dopadá celé na povrch druhého tělesa.



Obr. 4: Schéma sálavé výměny tepla mezi rovnoběžnými stěnami.

Hustota tepelného toku povrchu 1 se skládá z vlastního záření, určeného podle Stefan-Boltzmannova zákona /9/ a odražené části záření stěny 2:

$$\vartheta_1 = C_1 \cdot \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + \vartheta_2 \cdot (1 - A_1) \quad /22/$$

kde: ϑ_1 - hustota tepelného toku povrchu 1 [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]

ϑ_2 - hustota tepelného toku povrchu 2 [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$]

$\vartheta_2 \cdot (1 - A_1)$ - odražená část tepelného toku dopadajícího na povrch 1

Analogicky určujeme hustotu tepelného toku pro povrch 2:

$$\vartheta_2 = C_2 \cdot \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 + \vartheta_1 \cdot (1 - A_2) \quad /23/$$

kde: $\vartheta_1 \cdot (1 - A_2)$ - odražená část tepelného toku pro povrch 2

Při $T_1 > T_2$ hustota tepelného toku pohlcená povrchem 2 se bude rovnat:

$$\vartheta = \vartheta_1 + \vartheta_2 \quad /24/$$

Dosaďme-li výrazy /22/ a /23/ do rovnice /24/ přičemž $A_1 = \frac{C_1}{C_0}$ a $A_2 = \frac{C_2}{C_0}$, dostaneme po úpravě

$$\vartheta_{12} = C_{12} \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad /25/$$

kde: $C_{12} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}$ - součinitel vzájemného sálání [$\text{W} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{K}^{-4}$]

Součinitel vzájemného sálání je možno také stanovit podle vzorce

$$C_{12} = \varepsilon_{12} \cdot C_0 \quad /26/$$

kde: $\varepsilon_{12} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$ - stupeň černosti vzájemného sálání /27/

ε_1 a ε_2 - stupeň černosti příslušných povrchů

Pomocí vzorce /26/ je možno řešit některé druhy úloh požární bezpečnosti, zejména možnosti zapálení hořlavých materiálů nacházejících se v blízkosti vysoce nahřátých povrchů. Pro tento účel je potřebné v rovnici /26/ místo T_2 dosadit hodnotu kriticky přípustné teploty nahřátí hořlavého

materiálu $T_{př}$ a vypočítanou hustotu tepelného toku porovnat s kritickou hustotou ozáření ϑ_{kr} pro daný materiál:

$$K_b \cdot \vartheta = K_b \cdot C_{12} \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{př}}{100} \right)^4 \right] < \vartheta_{kr} \quad /28/$$

kde: K_b - koeficient požární bezpečnosti

Jeho hodnota závisí na mnoha faktorech - především na stupni černosti, teplotě plamene, kritické teplotě a teplotě vznícení materiálů v určité vzdálenosti, na součiniteli osálení apod. Kritérium /28/ platí jen v těch případech, kdy vzdálenost mezi povrchy je menší než 6cm. Pro větší vzdálenosti než 6cm lze použít rovnici /33/ v následujícím oddíle.

Podmínky, použitelnosti vztahu /28/:

$$t_1 = 360 \text{ } ^\circ\text{C} \quad a \quad \vartheta_{kr} = 7.465 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$$

$$t_1 = 400 \text{ } ^\circ\text{C} \quad a \quad \vartheta_{kr} = 9.764 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$$

$$t_1 = 420 \text{ } ^\circ\text{C} \quad a \quad \vartheta_{kr} = 10.810 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$$

$$t_1 = 450 \text{ } ^\circ\text{C} \quad a \quad \vartheta_{kr} = 12.800 \div 13.260 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$$

$$t_1 = 490 \text{ } ^\circ\text{C} \quad a \quad \vartheta_{kr} = 15.350 \text{ [W.m}^{-2}\text{]}$$

Kritická hustota ozáření ϑ_{kr} pro některé hořlavé látky byla stanovena experimentálně.

V případě, že pro některý hořlavý materiál nemáme ϑ_{kr} , je možno z rovnice /26/ vypočítat hodnotu T_2 a porovnat s $T_{př}$.

$$T_2 = 100 \cdot \sqrt[4]{\left(\frac{T}{100} \right)^4 - \frac{\vartheta}{K_b \cdot C_{12}}} < T_{př} \quad /29/$$

Při řešení podle vztahu /29/ v některých případech pod odmocninou můžeme dostat záporné číslo. To znamená, že při daných podmínkách teplota ozáření je menší než přípustná teplota zahřívání materiálu.

Přenos tepla mezi dvěma volně orientovanými povrchy

Přenos tepla sáláním mezi dvěma uzavřenými tělesy s libovolným tvarem a libovolnou vzájemnou vzdáleností (obr. 6) řešíme pomocí Lambertova a Stefan-Boltzmannova zákona:

$$Q_{12} = \varepsilon_{12} \cdot C_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot H \quad /30/$$

kde: Q_{12} - množství tepla sálaného plochou A_1 a dopadající na plochu A_2 [W]

$H = A_1 \cdot \psi_{12} = A_2 \cdot \psi_{21}$ - celkový povrch ozáření

ψ_{12}, ψ_{21} - úhlové koeficienty ozáření povrchem A_1 na povrchu A_2 a naopak

ε_{12} - stupeň černosti vzájemného sálení

$$\varepsilon_{12} = \frac{1}{1 + \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \varphi_{12} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \varphi_{21}} \quad /31/$$

Pro rovnoběžné nekonečně velké plochy při $A_1 = A_2 = A$ a $\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$ z rovnice /30/ dostaneme rovnici /26/.

V praxi požární ochrany se častěji setkáváme s neuzavřeným přenosem tepla mezi tělesy, tj. když $A_1 > A_2$ a $A_2 \rightarrow 0$. Dělením rovnice /30/ A_1 dostaneme:

$$\vartheta_{12} = \varepsilon_{12} \cdot C_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \psi_{12} \quad /32/$$

Pro případ, že plocha sálání je obdélníková, úhlový koeficient ψ_{12} se určuje pro 1/4 povrchu podle nomogramu (obr. 5) a sumarizuje se pro celou plochu záření výše uvedeného vyplývají následující dvě podmínky požární bezpečnosti:

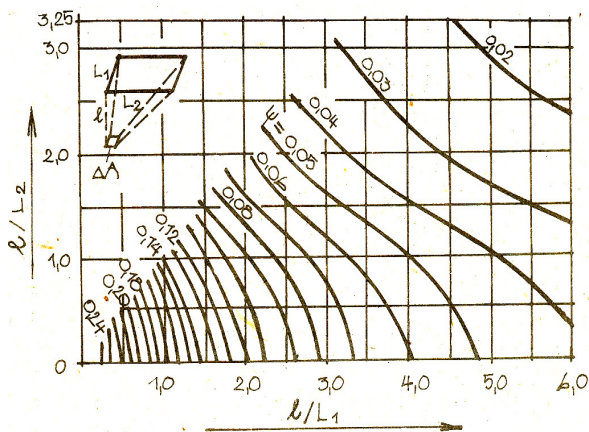
- 1) hustota tepelného toku padajícího na povrch hořlavého materiálu nesmí být větší než je kritická hustota ozáření, což znamená

$$K_b \cdot \vartheta = K_b \cdot \varepsilon_{12} \cdot C_0 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{pr}}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{12} < \vartheta_{kr} \quad /33/$$

Dosadíme-li ve vztahu /28/ za C_{12} výraz /26/ vidíme, že rovnice /33/ má navíc oproti vztahu /28/ koeficient φ_{12} , ve výrazu /28/ je hodnota $\varphi_{12} = 1$.

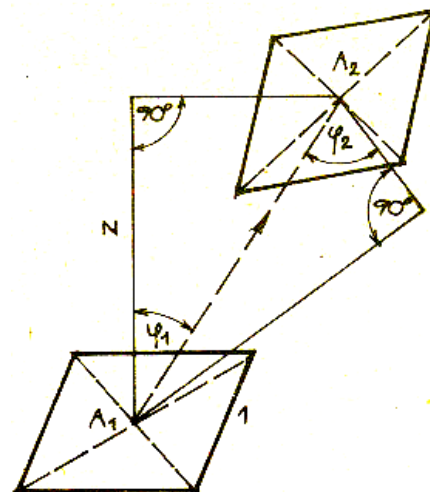
- 2) teplota ozářeného povrchu nesmí být větší než přípustná teplota zahřátí daného materiálu

$$T_2 = 100 \cdot \sqrt[4]{\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \frac{\vartheta_{12}}{K_b \cdot \varepsilon_{12} \cdot C_0 \cdot \varphi_{12}}} < T_{pr} \quad /34/$$



Obr. 5: Nomogram pro stanovení koeficientu 1/4 povrchu průmětu plamene obdélníkového tvaru

l - vzdálenost mezi zářícím a ozařovaným povrchem
 L_1, L_2 - příslušné poloviny stran obdélníku
 A - elementární plocha ozáření



Obr. 6: Schéma výměny tepla sáláním mezi dvěma volně orientovanými tělesy.

Srovnají-li se výrazy /29/ a /34/ lze konstatovat, že vztah /34/ je v podstatě rozšířený výraz /29/ o koeficient φ_{12} jako v případě rovnic /28/ a /33/. Při použití vztahů /33/ a /34/ platí stejné podmínky, jako pro vzorec /28/ a /29/.

QUALITY RECORD

Název	Sálání tepla
Popis	V této kapitole se autor věnuje problematice sálání tepla, jako jednou ze složek sdílení tepla při požáru. Jsou zde uvedeny základní principy sálání včetně použití matematických vztahů pro výpočet sálavosti se zohledněním okolí. Závěr je věnován vlivu sálání při požáru jakožto významného činitele při šíření tepla.
Kategorie	Teorie požáru
Název souboru	1-4_Salani_tepla.pdf
Datum vytvoření	10. 11. 2006
Autor	Ing. Marek Pokorný Katedra konstrukcí pozemních staveb, Fakulta stavební, ČVUT v Praze
Klíčová slova	Šíření tepla; Šíření požáru; Sálání tepla; Sálavost tělesa; Intenzita sálání; Hustota tepelného toku; Sálání tepla stěnou; Lambertův zákon; Planckův zákon; Přenos tepla.
Literatura	Kupilík, V.: Stavební konstrukce z požárního hlediska, Grada Publishing, Praha, 2006, 272 str., ISBN 80-247-1329-2 Kupilík, V.: Termodynamika, Praha 1987, 162 str., skl. č. 738, 54-005-87, TS 03/05