

Obsah

Seznam použitých symbolů a veličin	8
1 Úvod.....	10
1.1 Lambda HFM 436/3/1E.....	10
2 Sdílení tepla ve vzduchové dutině	12
2.1 Vedení tepla.....	12
2.2 Sdílení tepla prouděním	13
2.3 Sdílení tepla sáláním.....	15
3 Parametry výpočtu	20
3.1 Součinitel tepelné vodivosti λ	20
3.2 Ostatní parametry výpočtu.....	20
4 Numerické výpočty	22
4.1 Úhlové součinitele	22
4.2 Základní vztahy pro výpočet tepelných toků procházejících dolní podstavou ...	23
5 Grafické znázornění vypočtených hodnot	25
6 Závěr	36
Použitá literatura:	37

Seznam použitých symbolů a veličin

Označení	význam	jednotka
A	plocha	[m ²]
B	celkový tok zářivé energie vyzářený povrchem	[W/m ²]
E	zářivý tok do prostorového úhlu 2π steradián	[W/m ²]
E _λ	monochromatická sálavost absolutně černého tělesa	[W/m ³]
F ₁₋₂	úhlový součinitel	[-]
H	tok zářivé energie dopadající na povrch	[W/m ²]
Gr	Grashoffovo číslo	[-]
L	Charakteristický rozměr	[m]
Pr	Prandtlovo číslo	[-]
Q	tepelný tok	[W]
$\dot{Q}_c$	celkový tepelný tok procházející dolní postavou	[W]
$\dot{Q}_s$	celkový tepelný tok sáláním procházející dolní postavou	[W]
$\dot{Q}_v$	tepelný tok vedením procházející dolní postavou	[W]
$\dot{Q}_{vod}$	tepelný tok sáláním vodorovných ploch procházející dolní postavou	[W]
$\dot{Q}_c$	celkový tepelný tok svislých ploch procházející dolní postavou	[W]
Ra	Rayleighovo číslo	[-]
T ₁	teplota horní desky	[K]
T ₂	teplota spodní desky	[K]
T _s	střední teplota v měřicím prostoru	[K]
c _p	měrná tepelná kapacita za stálého tlaku	[J/(kg K)]
s	vzdálenost horní a spodní plochy dutiny	[m]
e _b	hustota zářivého toku	[W/m ²]
g	gravitační zrychlení	[m/s ²]
q	měrný tepelný tok	[W/m ²]
k	„součinitel“ sdílení tepla vzduchovou dutinou	[W/(m K)]
ΔT	rozdíl teplot	[K]
α	pohltivost	[-]
α _c	„součinitel“ sdílení tepla sáláním	[W/(m K)]

α_{sv}	složka „součinitele“ sdílení tepla sáláním svislých povrchů	[W/(m K)]
α_{vod}	složka „součinitele“ sdílení tepla sáláním vodorovných povrchů	[W/(m K)]
γ	součinitel objemové roztažnosti	[1/K]
η	dynamická viskozita	[kg/(m s)]
ν	kinematická viskozita	[m ² /s]
λ	vlnová délka	[m]
λ_{Ar}	součinitel tepelné vodivosti Argonu	[W/(m K)]
λ_{pl}	součinitel tepelné vodivosti plynu	[W/(m K)]
λ_{He}	součinitel tepelné vodivosti Helia	[W/(m K)]
λ_{nam}	naměřený „součinitel“ sdílení tepla vzduchovou dutinou	[W/(m K)]
λ_{vzd}	součinitel tepelné vodivosti vzduchu	[W/(m K)]
ρ	odrazivost	[-]
σ	Stefan-Boltzmannova konstanta	[W/(m ² K ⁴)]
τ	průteplivost	[-]

1 Úvod

V dnešní době je moderní trendem snižování tepelných ztrát budov, které vede na požadavek zvýšení tepelného odporu materiálu.

Pro využití této vlastnosti se nejde uplatnění například v okně, kde se použije vzduchová dutina, popřípadě vzduchové dutiny, oddělené dvěma popřípadě třemi skly. Vzduchová dutina se použije také jako součást izolace solárních kolektorů nebo dutí cihly.

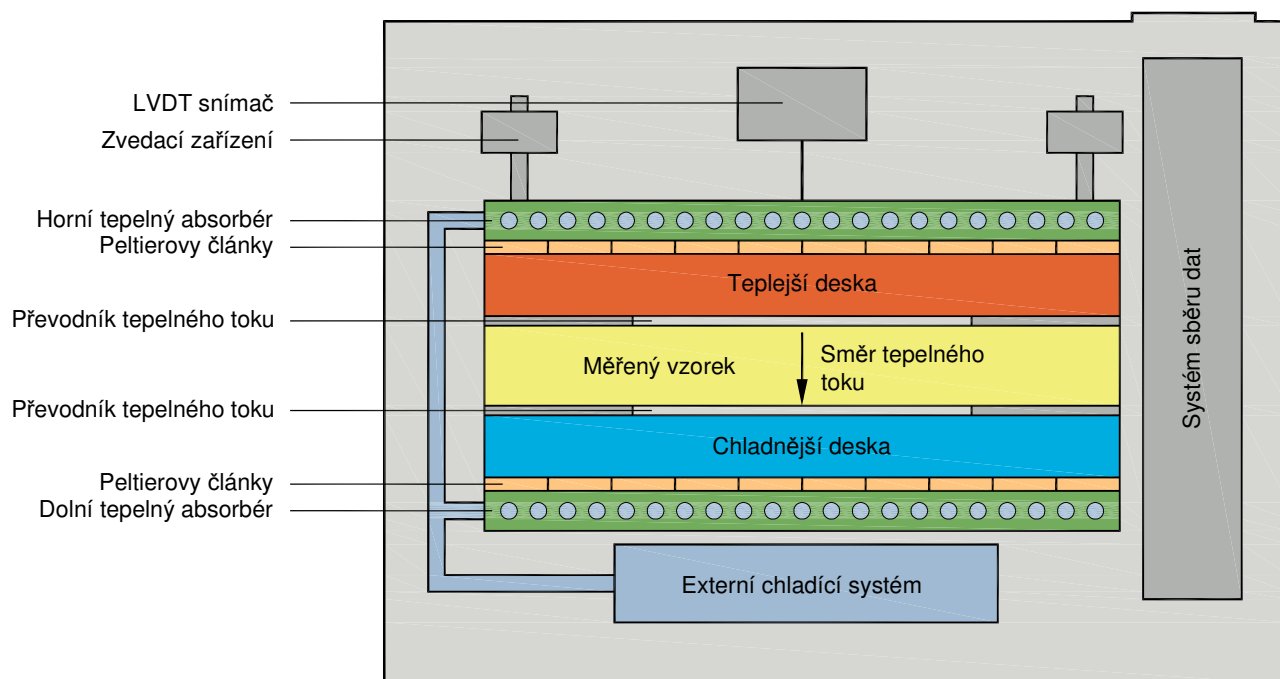
Sdílení tepla dutinami má proto velký praktický význam.

Tato bakalářská práce navazuje na bakalářskou práci pana Petra Jonáše, který pomocí měřicího zařízení pro zjišťování součinitele tepelné vodivosti izolačních materiálů HMF 436/B/1E prováděl měření „součinitele“ tepelné vodivosti soustavy s pravoúhle horizontálně orientovanou vzduchovou dutinou tvořenou stěnami běžně používaného tepelně izolačního materiálu s obchodní označením Styrofoam s výrobcem deklarovanou hodnotou součinitele tepelné vodivosti $\lambda=0,035 \text{ W/(m K)}$. Hodnoty převzaté na základě měření.

1.1 *Lambda HFM 436/3/1E*

Měřicí zařízení je přístroj Lambda HFM 436/B/1E vlastněný fakultou strojní TUL, který může měřit součinitele tepelné vodivosti izolačních materiálů v rozmezí 0,005 až 0,5 W/(m K)

Měřicí zařízení umožňuje provádět automatizované měření součinitele tepelné vodivosti, až pro deset předvolených teplot v rozsahu -30°C do 90°C . Schematické uspořádání hlavních částí přístroje je vidět na obrázku 1.



Obr. 1: Schematické znázornění hlavních částí měřícího zařízení

Lambda HFM 436/B/1E umožňuje měření vzorku o rozměrech 300mm x 300mm a tloušťky 100mm. Snímaná oblast má rozměry 100mm x 100mm s chybou přesnosti měření 2,5%.

Cílem práce bylo provést výpočet tepelného toku dolní postavou horizontálně orientované pravoúhlé plynové dutiny. Výpočet je proveden za předpokladu, že ke sdílení tepla dochází vedením tepla plynovou vrstvou a sáláním ploch vymezujících vzduchovou dutinu.

Podkladem pro tuto kapitolu byly [2] a [8].

2 Sdílení tepla ve vzduchové dutině

Při sdílení tepla v uzavřených prostorech se mohou obecně uplatňovat všechny tři základní mechanismy sdílení tepla:

- a) vedení tepla
- b) proudění
- c) radiace

2.1 Vedení tepla

Vedení tepla je jediným způsobem šíření tepla v pevných látkách, kde mají různé části různé teploty. V kapalinách i plynech se navíc uplatňuje přenos tepla prouděním.

Existují dva způsoby vedení tepla:

- vedení je přenášeno vibracemi procházející látkou. Vibrace způsobuje přenos kinetické energie částic, která vyrovnává pomocí srážek rozdíl kinetických energií částic s různou teplotou. Částice se nepřemisťují, ale kmitají kolem střední hodnoty kinetické energie. Tento způsob vedení lze rozdělit na:
 - stacionární (ustálené) vedení tepla, kde se teplotní rozdíl v čase nemění
 - nestacionární (neustálené) vedení tepla, kde se teplotní rozdíl mezi jednotlivými částmi tělesa postupně vyrovnávají
- způsob, který je typický pro kovy, je přenos způsobený volnými elektrony. U tekutin tento způsob nahrazují nabití části (ionty).

Tepelná vodivost, která je ukazatel rychlosti vedení tepla, slouží k porovnávání látek.

Součinitel tepelné vodivosti dělí podle rychlosti změny na:

- tepelné izolanty- látky, kde je nízká rychlost vedení tepla a z toho plyne malý součinitel tepelné vodivosti
- tepelné vodiče-látky, kde je vysoká rychlost vedení tepla a toho plyne velký součinitel tepelné vodivosti

základní rovnici, která se používá, vychází z Fourierova zákona

$$q = -\lambda \text{grad} t \quad (1)$$

Ze vztahu plyne, že při ustáleném proudění v rovinné desce je průběh lineární

Pro těleso, které se skládá z n vrstev o různé tepelné vodivosti λ_p a různé tloušťce d_p pro p -tou vrstvu platí, že za ustáleného stavu musí být hustota tepelného proudu ve všech stejná.

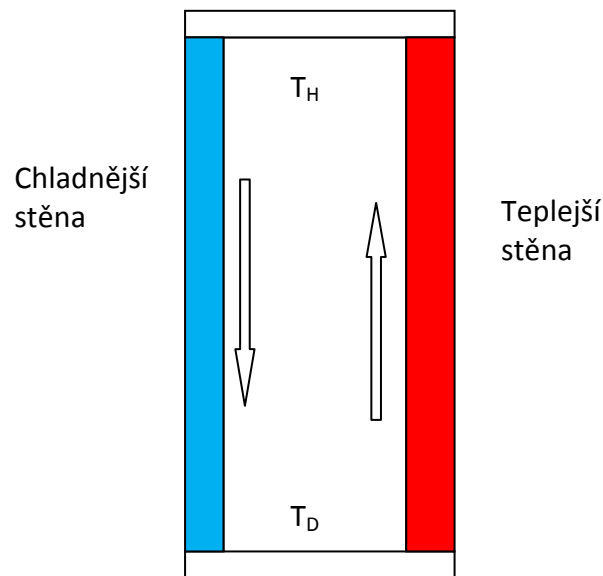
Hustota tepelného toku pro toho těleso lze vyjádřit vztahem

$$q = \frac{t_n - t_{n+1}}{\sum_{k=1}^n \frac{d_k}{\lambda_k}} \quad (2)$$

Kde poměr $\frac{d_k}{\lambda_k}$ se nazývá měrný tepelný tok vrstvy.

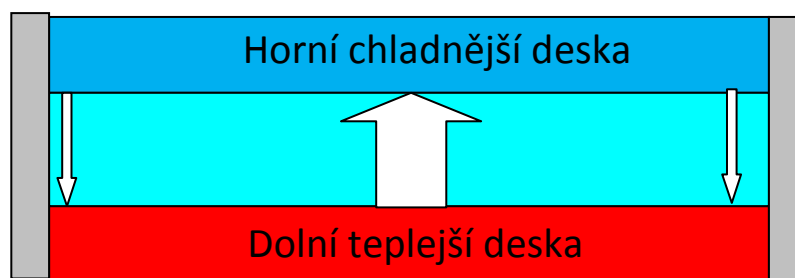
2.2 Sdílení tepla prouděním

Ve vertikálně orientované dutině tekutina v blízkosti teplejšího povrchu stoupá, zatímco v blízkosti chladnějšího povrchu klesá. Tím dochází k rotačnímu pohybu tekutiny v dutině, což zvyšuje přenos tepla dutinou.



Obr. 2: Mechanismus sdílení tepla prouděním ve vertikálně orientované dutině

Přenos tepla v horizontálně orientované dutině závisí na tom, tvoří-li teplejší povrch horní nebo spodní část povrchu dutiny. V případě teplejšího horního povrchu se žádné konvektivní proudy netvoří, protože teplejší dutina zůstává nahoře, a ke sdílení tepla dochází pouze vedením a případně radiací.



Obr. 3: Vznik proudění v horizontálně orientované dutině

Jestliže je dolní část povrchu dutiny teplejší, pak má tekutina tendenci stoupat a odtláčovat chladnější a těžší tekutinu od horní chladnější části povrchu dutiny. Pro Rayleighovo číslo $Ra > 1708$ převládnu vztahové síly a dojde k vytvoření konvektivních proudů.

$$Ra = Gr \cdot Pr \quad (4)$$

kde je:

Ra Rayleighovo číslo;
Gr Grashofovo číslo;
Pr Prandtlovo číslo;

$$Gr = \gamma_v \frac{gL^3}{\nu^2} \Delta t \quad (5)$$

γ_v součinitel objemové roztažnosti
 g [m/s²] gravitační zrychlení
 L [m] charakteristický rozměr
 ν [m²/s] kinematická viskozita

$$Pr = \frac{c_p \eta}{\lambda} \quad (6)$$

c_p [J/(kg K)] měrná tepelná kapacita za stálého tlaku

η [kg/(m s)] dynamická viskozita

Když dojde k vytvoření proudů, začne se projevovat přirozený vztlak, kde teplejší tekutina začne stoupat nahoru a tento vliv je nutné zahrnout do výpočtu.

2.3 Sdílení tepla sáláním

Jediný druh sdílení tepla, který pro svůj přenos nepotřebuje částice, protože pracuje na principu elektromagnetické záření.

Stefan-Boltzmannův zákon

$$E = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{\lambda} d\lambda = \sigma T^4 \quad (7)$$

kde je

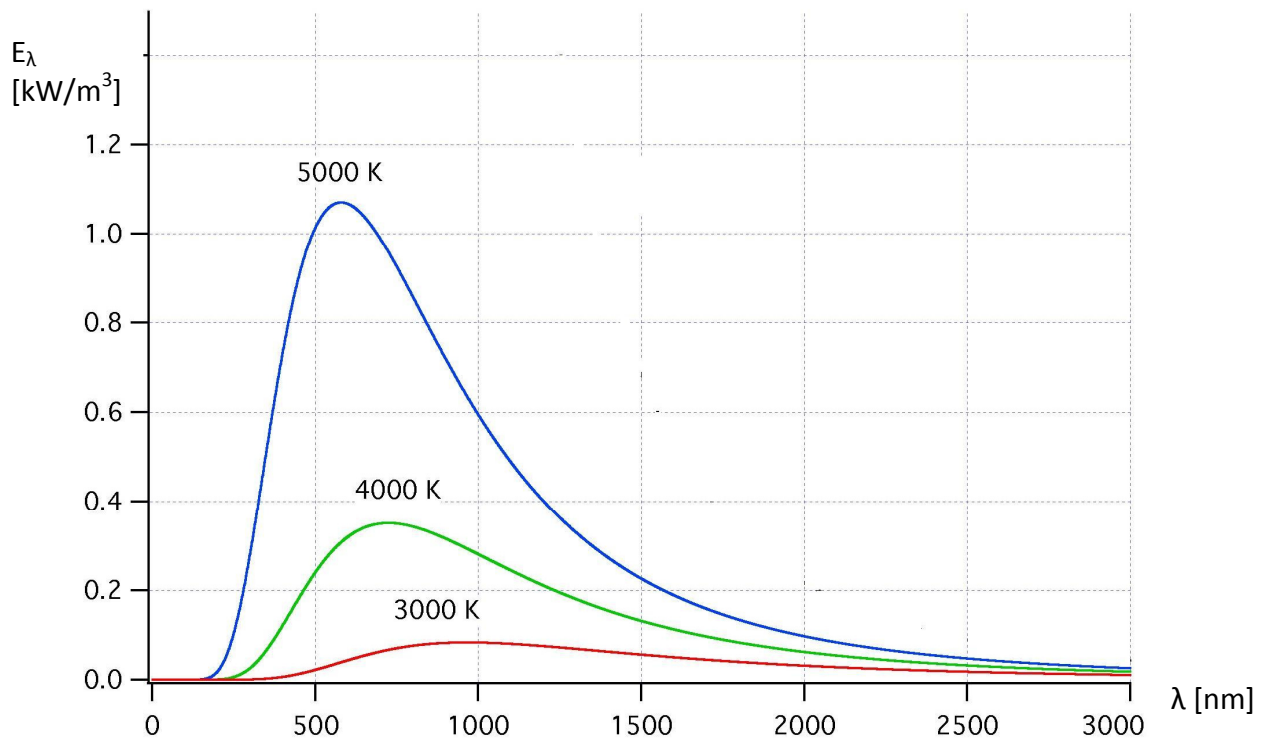
E [W/m²] zářivý tok do prostorového úhlu 2π steradián

E_{λ} [W/m³] monochromatická sálavost absolutně černého tělesa

λ [m] vlnová délka

T [K] termodynamická teplota povrchu

σ [W/(m²K⁴)] Stefan-Boltzmannova konstanta $\sigma = 5,67 \times 10^{-8}$ W/(m²K⁴)



Obr. 5: Spektrální sálavost dokonale černého povrchu[5]

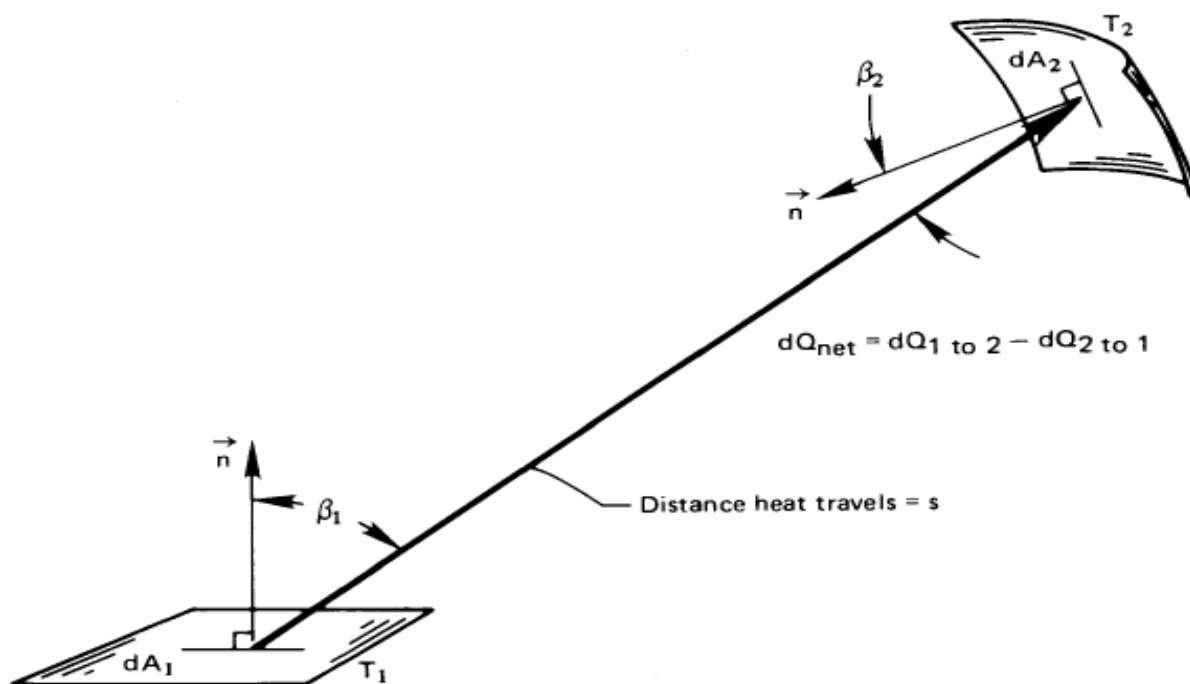
Pro výsledný zářivý tok Q_{1-2} mezi dvěma rovinnými termodynamicky černými izotermními povrchy o velikosti A_1 a A_2 s odpovídajícími absolutními teplotami T_1 a T_2 platí, že:

$$Q_{1-2} = A_1 \sigma F_{1-2} (T_1^4 - T_2^4) \quad (8)$$

kde F_{1-2} je tzv..úhlový součinitel vyjadřující část zářivé energie vyzařované povrchem 1 do prostorového úhlu 2π steradián směřované k povrchu 2.

Pro výsledný zářivý tok mezi dvěma obecně orientovanými černými povrchy,pak podle [1] platí,že

$$Q_{1-2} = \sigma(T_1^4 - T_2^4) \iint_{A_1 A_2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi s^2} dA_2 dA_1 \quad (9)$$



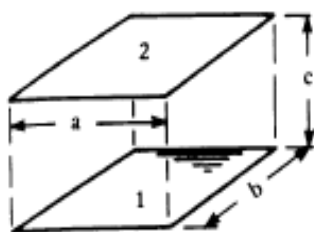
Obr. 6: Poloha ploch pro výpočet úhlového součinitele [1]

Z porovnání vztahu 8 a 9 vznikne obecný vztah pro výpočet úhlového součinitele

$$F_{1-2} = \frac{1}{A_1} \int_{A_1} \int_{A_2} \frac{\cos \beta_1 \cos \beta_2}{\pi s^2} dA_2 dA_1 \quad (10)$$

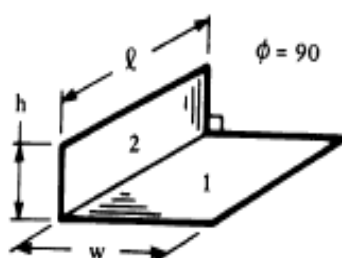
Výpočet úhlového součinitele na základě vztahu (10) je velmi komplikovaný i pro nejjednodušší konfigurace sálajících povrchů. Hodnoty úhlových součinitelů vypočtené pro některé základní dvourozměrné i třírozměrné konfigurace sestav jsou v tabulkové nebo grafické formě uvedeny v základní odborné literatuře a též na World Wide Web. Níže uvedené vztahy pro výpočet potřebných úhlových součinitelů byly převzaty z monografie [1].

1.

Let $X = a/c$ and $Y = b/c$. Then:

$$F_{1-2} = \frac{2}{\pi XY} \left\{ \ln \left[\frac{(1+X^2)(1+Y^2)}{1+X^2+Y^2} \right]^{1/2} - X \tan^{-1} X - Y \tan^{-1} Y + X\sqrt{1+Y^2} \tan^{-1} \frac{X}{\sqrt{1+Y^2}} + Y\sqrt{1+X^2} \tan^{-1} \frac{Y}{\sqrt{1+X^2}} \right\}$$

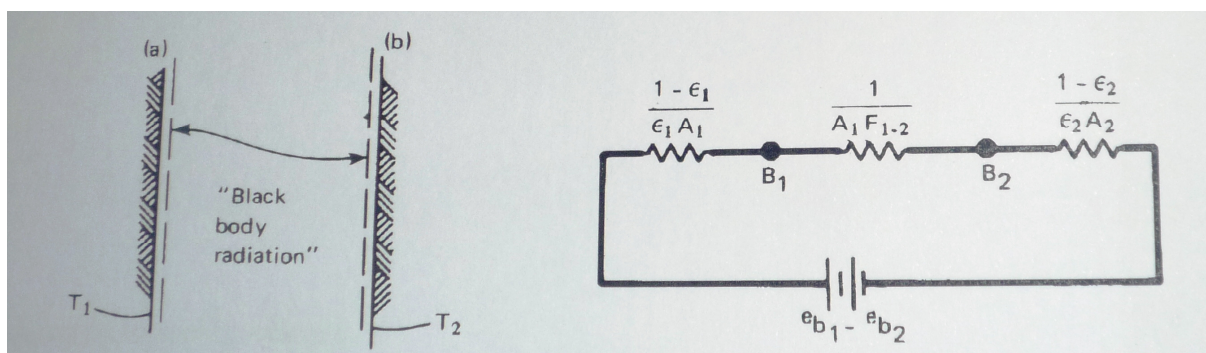
2.

Let $H = h/\ell$ and $W = w/\ell$. Then:

$$F_{1-2} = \frac{1}{\pi W} \left\{ W \tan^{-1} \frac{1}{W} - \sqrt{H^2 + W^2} \tan^{-1} (H^2 + W^2)^{-1/2} + H \tan^{-1} \frac{1}{H} + \frac{1}{4} \ln \left[\frac{(1+W^2)(1+H^2)}{1+W^2+H^2} \right] \times \left[\frac{W^2(1+W^2+H^2)}{(1+W^2)(W^2+H^2)} \right]^{W^2} \left[\frac{H^2(1+H^2+W^2)}{(1+H^2)(H^2+W^2)} \right]^{H^2} \right\}$$

Obr. 7: Vztahy pro výpočet úhlového součinitele [1]

Povrchy reálných těles však nelze považovat za termodynamicky černé. Vztah pro výpočet výsledného zářivého toku mezi dvěma šedými difusně sálajícími povrchy byl na základě analogie s elektrickým obvodem odvozen A. K. Oppenheimem. Níže popsáný způsob odvození tohoto vztahu byl převzat z [1].



Obr. 8: Analogie sdílení tepla sáláním mezi šedými tělesy a proudem protékajícím elektrickým obvodem[1]

Pro tuto analogii je nutné zavést další veličiny:

B [W/m^2] celkový tok zářivé energie vyzářený povrchem;

H [W/m^2] tok zářivé energie dopadající na povrch

$$B = \rho H + \varepsilon e_b \quad (11)$$

ρ odrazivost

ε emisivita povrchu

Pro tepelný tok vyzařovaný povrchem lze odvodit vztah:

$$q = B - H = B - \frac{B - \varepsilon e_b}{\rho} \quad (12)$$

Pro tok zářivé energie na libovolné těleso platí vztah:

$$1 = \alpha + \rho + \tau \quad (13)$$

kde je

α pohltivost;

Jestliže těleso, na které dopadá zářivý tok je neprůteplivé ($\tau = 0$), je pak $1 - \rho = \alpha$ a pro šedé těleso je $\alpha = \varepsilon$.

$$Aq = Q = \frac{(\varepsilon e_b - B)}{(1 - \varepsilon)/A\varepsilon} \quad (14)$$

A [m^2] plocha povrchu.

Vztah (14) lze považovat za analogii Ohmova zákona, kde na rozdíl ($e_b - B$) lze nahlížet jako na „hnačí potenciál“ přenosu tepla z povrchu tělesa skrze efektivní povrchový odpor $(1 - \varepsilon)/\varepsilon A$.

Nyní je třeba uvážit přenos tepla z nekonečné šedé desky na jinou s ní rovnoběžnou desku. Zářivý tok prochází fiktivním povrchem rovnoběžným s první deskou v těsné blízkosti jejího povrchu, jak je čárkovaně znázorněno v levé části obr.8. Jestliže tato šedá deska vyzařuje difusně, její záření má stejné geometrické rozdělení jako záření černého tělesa a šíří se k druhému objektu stejným způsobem jako záření černého tělesa. Proto lze na záření vycházející z fiktivního povrchu – tedy B_f – nahlížet, jako by to bylo záření černého tělesa směřované k fiktivnímu povrchu nad druhou deskou. Analogicky se vztahem(8) pak platí, že:

$$Q_{1-2} = A_1 F_{1-2} (B_1 - B_2) = \frac{B_1 - B_2}{\left(\frac{1}{A_1 F_{1-2}} \right)} \quad (15)$$

Na zlomkový výraz v tomto vztahu lze rovněž pohlížet jako na formu Ohmova zákona v tom smyslu, že rozdíl $(B_1 - B_2)$ způsobuje zářivý tok Q_{1-2} geometrickým odporem $1/(A_1 F_{1-2})$.

Jestliže dochází k přenosu zářivé energie pouze mezi dvěma šedými povrchy, pak výsledný zářivý tok prochází povrchovým odporem každého z povrchů a též geometrickým odporem pro danou konfiguraci zářivých ploch. Na základě analogie s elektrickým obvodem znázorněné v obr. 8 a s přihlédnutím k tomu, že $e_b = \sigma T^4$ může být obecný vztah pro výpočet zářivého toku mezi dvěma šedými povrchy vyjádřen ve tvaru:

$$Q_{1-2} = \frac{\sigma(T_1^4 - T_2^4)}{\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A} \right)_1 + \frac{1}{A_1 F_{1-2}} + \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A} \right)_2} \quad (16)$$

kde hodnoty jsou:

Q_{1-2} [W] tepelný tok z povrchu 1 na povrch 2

T_1, T_2 [K] termodynamické teploty povrchů.

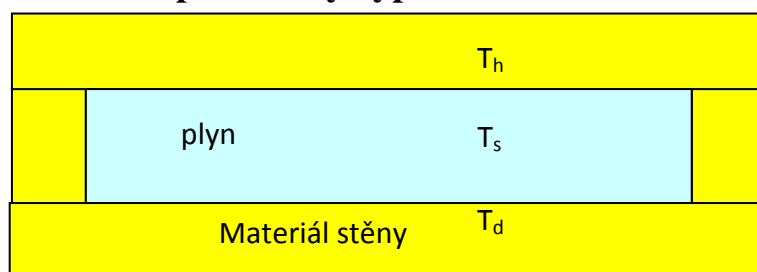
Podkladem pro tuto kapitolu byly [1], [3], [4] a [5].

3 Parametry výpočtu

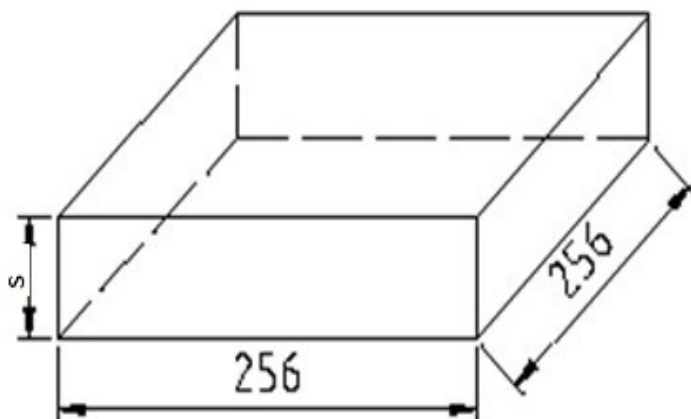
3.1 Součinitel tepelné vodivosti λ

Ze všech měření provedených panem Petrem Jonášem vyplynulo, že soustava se vzduchovou dutinou se vždy vyznačuje vyšší hodnotou „součinitele“ tepelné vodivosti než je hodnota součinitele tepelné vodivosti samotného Styrofoamu ($0,034 \text{ W/(mK)}$), přičemž v literatuře uváděná hodnota součinitele tepelné vodivosti vzduchu se pohybuje v rozmezí $0,024$ až $0,026 \text{ W/(m K)}$.

3.2 Ostatní parametry výpočtu



Obr.10: Způsob vytvoření vzduchové dutiny



Obr. 11: Rozměry vzduchové dutiny [mm]

Tabulka 2: Tloušťka vzduchové vrstvy

s[mm]	2	5	10	20	40
-------	---	---	----	----	----

Veškeré výpočty byly provedeny pro:

- ❖ Střední teplota plynové vrstvy $t_s=20^\circ\text{C}$
- ❖ Rozdíl teplot chladnější a teplejší termostatované desky t_h-t_d , 2;4;8;14 a 22 °C.
- ❖ Emisivita povrchů vymezujících plynovou dutinu:
 - 0,93-Termostatované desky přístroje,
 - 0,6-Extrudovaný polystyren – obchodní označení Styrofoam,
 - 0,03-Plech z leštěného hliníku. .

Z [7] součinitele tepelné vodivosti plynů zahrnutých do výpočtu

Helium $\lambda_{\text{He}}=0,142 \text{ W}/(\text{m K})$

Vzduchu $\lambda_{\text{vzd}}=0,025 \text{ W}$

Argon $\lambda_{\text{Ar}}=0,016 \text{ W}/(\text{m K})$.

4 Numerické výpočty

4.1 Úhlové součinitele

- vodorovné plochy

pro konfiguraci 1) je v zadání stejný rozměr $a=b$ z toho vyplývá $X=Y$

$$F_{1-2} = \frac{2}{\pi X^2} \left\{ \ln \left[\frac{(1+X^2)^2}{1+2X^2} \right]^{\frac{1}{2}} - 2X \operatorname{arctg} X + 2X \sqrt{1+X^2} \operatorname{arctg} \frac{1}{1+X^2} \right\} \quad (17)$$

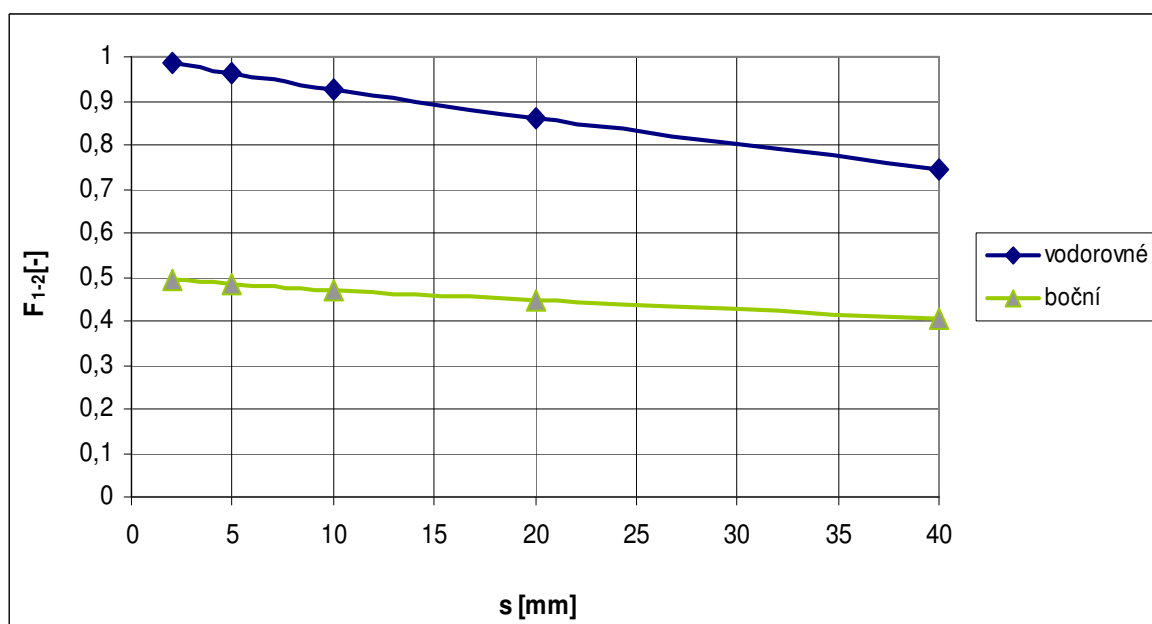
- svislá a na vodorovnou

pro konfiguraci 2) vychází rozměrově $l=h$ z toho vyplývá $H=1$

$$F_{1-2} = \frac{1}{\pi W} \left\{ W \operatorname{arctg} \frac{1}{W} + \operatorname{arctg} 1 - \sqrt{1+W^2} \operatorname{arctg} (1+W^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{4} \ln \left[\frac{W^2(2+W^2)}{(1+W^2)^2} \right] \right\} \quad (18)$$

Tabulka 3: vypočítaných úhlových součinitelů

s[mm]	2	5	10	20	40
vodorovné	0,98464	0,96236	0,92691	0,86119	0,74644
boční	0,49156	0,48174	0,46779	0,4442	0,40569



Obr. 12: Úhlové součinitele v závislosti na tloušťce vzduchové mezery

4.2 Základní vztahy pro výpočet tepelných toků procházejících dolní postavou

$$\dot{Q}_c = \dot{Q}_s + \dot{Q}_v \quad (19)$$

Kde je

$\dot{Q}_c$ [W] celkový tepelný tok dolní postavou,

$\dot{Q}_v$ [W] tepelný tok vedením na dolní postavu.

$$\dot{Q}_s = \dot{Q}_{sv} + \dot{Q}_{vod} \quad (20)$$

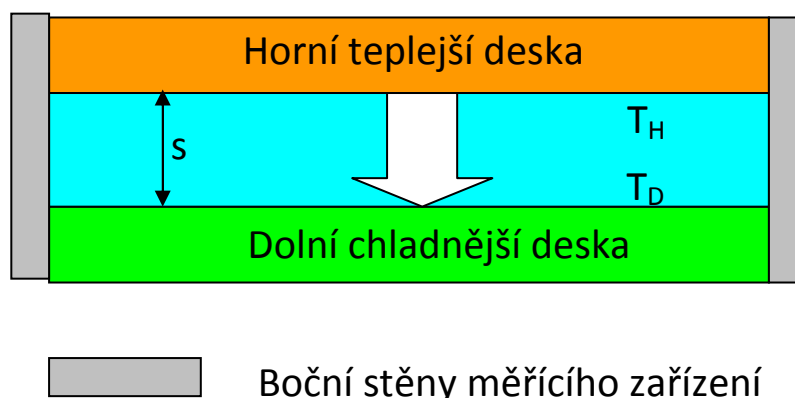
$\dot{Q}_{sv}$ [W] tepelný tok sálání z bočních stěn na dolní postavu

$\dot{Q}_{vod}$ [W] tepelný tok sálání z horní na dolní postavu

$$\dot{Q}_{sv} = \frac{4\sigma(T_s^4 - T_d^4)}{\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A}\right)_1 + \frac{1}{A_1 F_{1-2}} + \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A}\right)_2} \quad (21)$$

$$\dot{Q}_{vod} = \frac{\sigma(T_h^4 - T_d^4)}{2\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A}\right) + \frac{1}{A_1 F_{1-2}}} \quad (22)$$

$$\dot{Q}_v = \frac{\lambda_{pl}}{s} (T_h - T_d) \cdot A \quad (23)$$



Obr. 13: Uspořádání při měření

Pro případné porovnání výsledků získaných početním řešením a výsledků experimentálních se zavádí „součinitel“ sdílení tepla plynovou dutinou k (W/(m K):

$$k = \lambda_{pl} + \alpha_c \quad (24)$$

$$\alpha_c = \alpha_{sv} + \alpha_{vod} \quad (25)$$

Kde je :

λ_{pl} [W/(m K)]	součinitel tepelné vodivosti plynu
α_c [W/(m K)]	„součinitel“ sdílení tepla sáláním
α_{sv} [W/(m K)]	složka „součinitele“ sdílení tepla sáláním svislých povrchů
α_{vod} [W/(m K)]	složka „součinitele“ sdílení tepla sáláním vodorovných povrchů

Pro názornost by bylo vhodné, aby byly vztahy „součinitelů“ uvedeny jako celek, ale protože by byl vztah nevešel do jediného řádku je pro přehlednost rozdělen na jednotlivé složky sdílení tepla.

$$\alpha_{sv} = \frac{4\sigma(T_s^4 - T_d^4).s}{\left[\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A} \right)_1 + \frac{1}{A_1 F_{1-2}} + \left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A} \right)_2 \right] (T_h - T_d).A} \quad (26)$$

Pozn.: ()₁ hodnota odpovídá ploše, kde je teplota T_s

()₂ hodnota odpovídá ploše, kde je teplota T_d

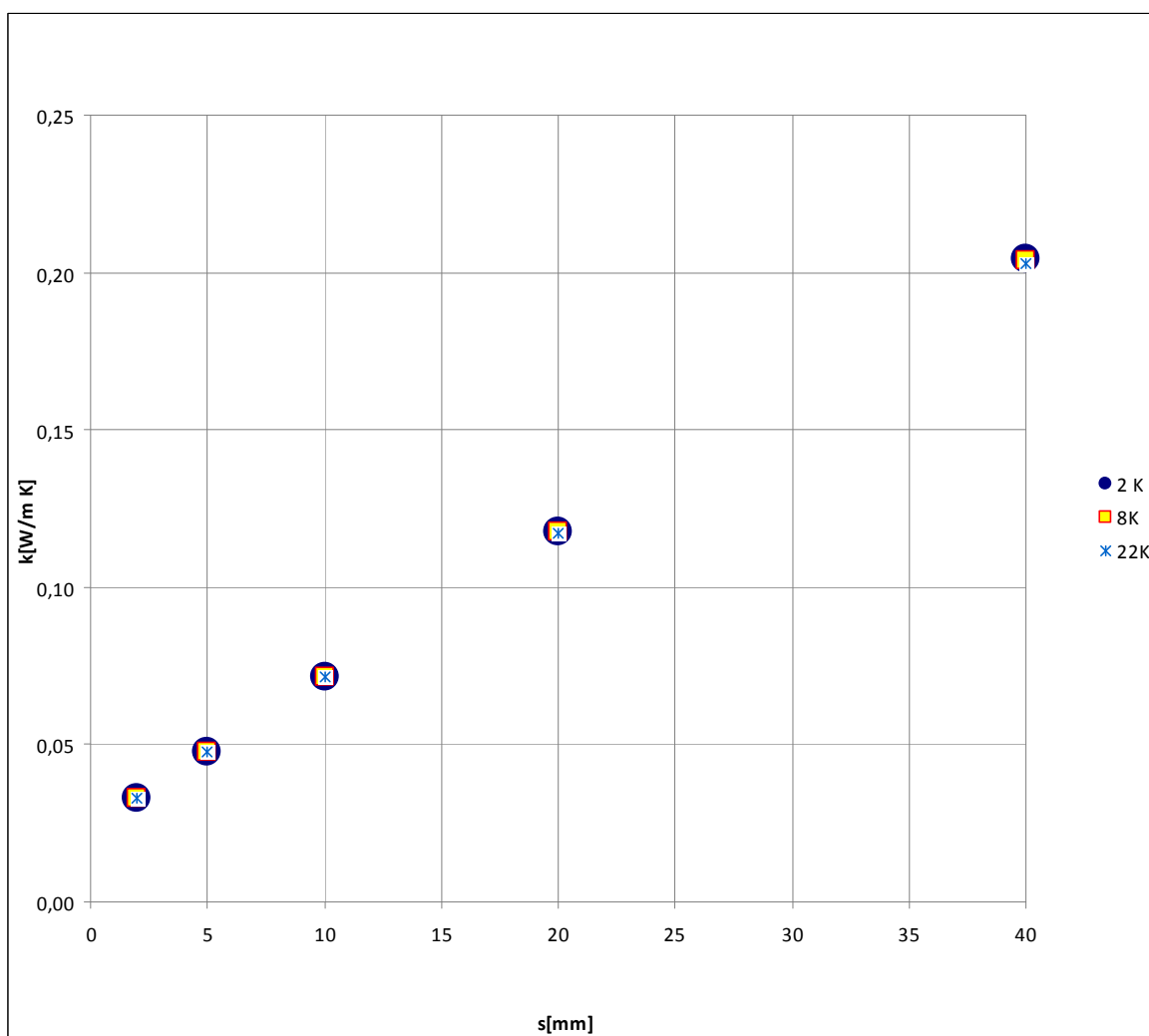
$$\alpha_{vod} = \frac{\sigma(T_h^4 - T_d^4).s}{\left[2\left(\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon A} \right) + \frac{1}{A_1 F_{1-2}} \right] (T_h - T_d).A} \quad (27)$$

Ze vztahu (26) a (27) je vyplývá, že závislost „součinitele“ α není tak jednoduchá jako součinitele tepelné vodivosti pevných látek nebo tenkých vrstev tekutin. Do výpočtu složek součinitelům vstupují i další parametry, jejichž vliv je nutno zohlednit.

5 Grafické znázornění vypočtených hodnot

Tabulka 4: Průběh „součinitele“ sdílení tepla v závislosti na tloušťce vzduchové vrstvy pro tři hodnoty rozdílu teplot horní a dolní postavy při emisivitě povrchů $\varepsilon=0,93$

$\Delta T[K]$ s[mm]	2 K	8K	22K
2	0,0328	0,0328	0,0328
5	0,0474	0,0474	0,0474
10	0,0714	0,0714	0,0713
20	0,1176	0,1175	0,1174
40	0,2041	0,2037	0,2029

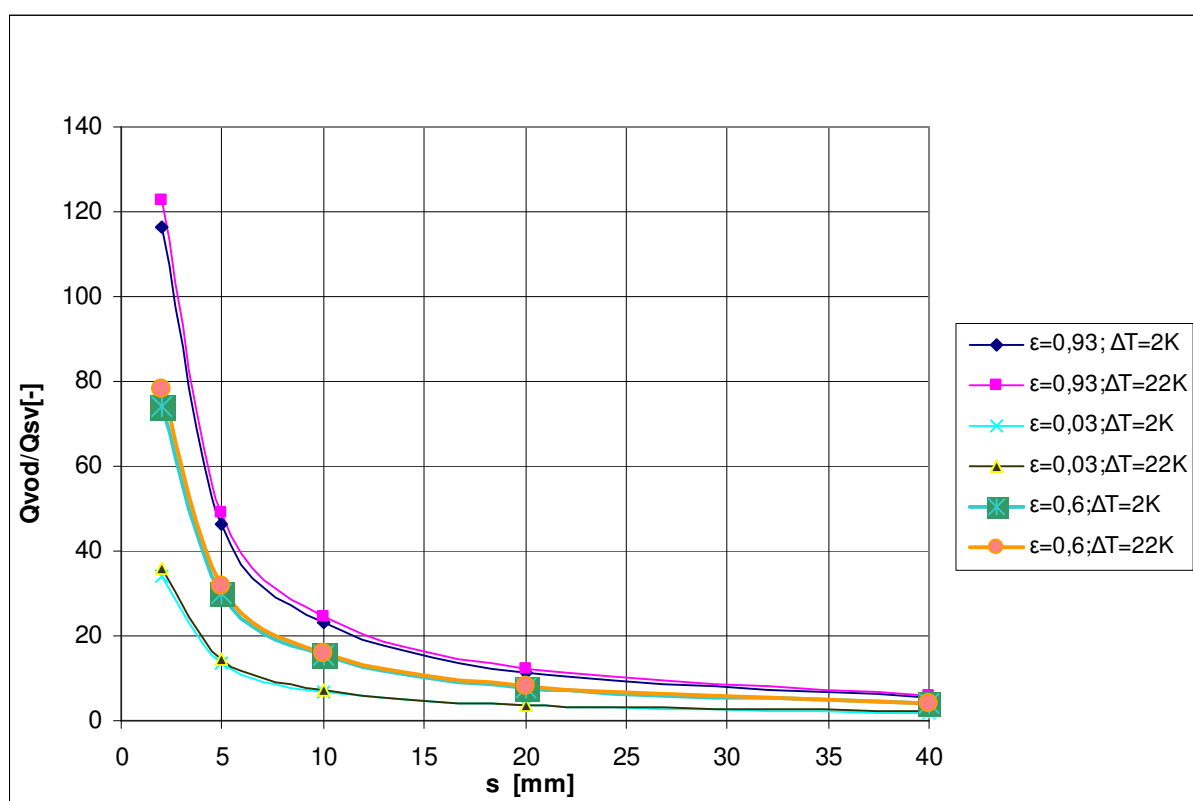


Obr.14: Průběh „součinitele“ sdílení tepla v závislosti na tloušťce vzduchové vrstvy pro tři hodnoty rozdílu teplot horní a dolní postavy při emisivitě povrchů $\varepsilon=0,93$

Na grafu je vidět, že rozdíl teplot horní a spodní desky při stejné střední teplotě nemá vliv na velikosti „součinitele“ tepelné vodivosti.

Tabulka 5: Poměr tepelných toků sdílených sáláním v závislosti na tloušťce vzduchové vrstvy pro zvolenou emisivitu povrchů dutiny a zvolený rozdíl teplot

s [mm]	$\varepsilon=0,93;$ $\Delta T=2K$	$\varepsilon=0,93;\Delta T=22K$	$\varepsilon=0,03;\Delta T=2K$	$\varepsilon=0,03;\Delta T=22K$	$\varepsilon=0,6;\Delta T=2K$	$\varepsilon=0,6;\Delta T=22K$
2	116,41	122,71	33,91	35,75	74,26	78,28
5	46,56	49,08	13,73	14,47	30,03	31,66
10	23,19	24,45	7,00	7,38	15,24	16,07
20	11,44	12,06	3,63	3,83	7,80	8,22
40	5,51	5,81	1,95	2,05	4,02	4,24

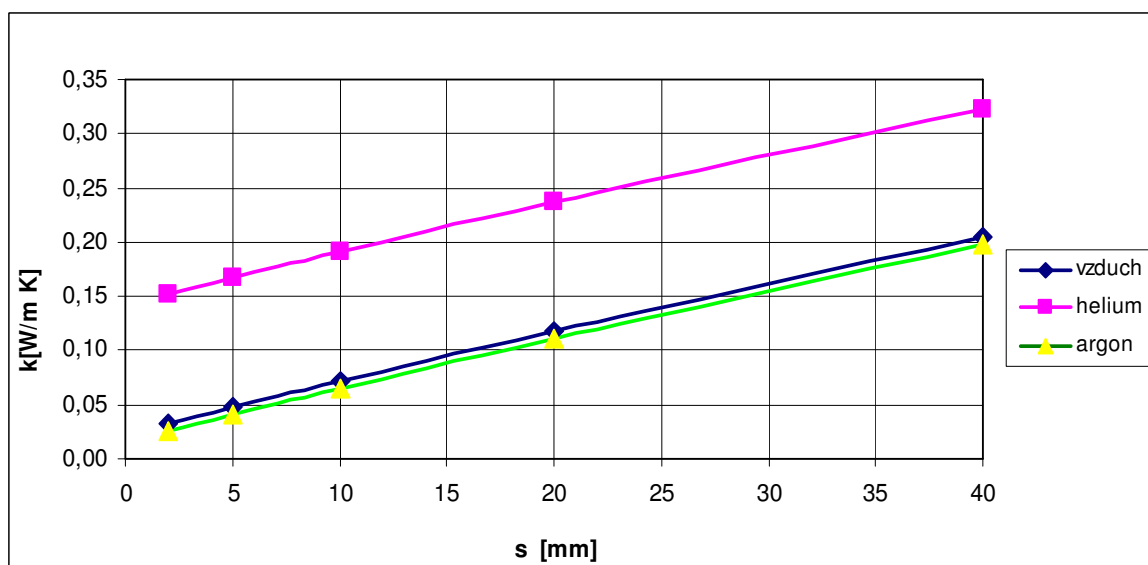


Obr.5 Poměr tepelných toků sáláním k velikosti vzduchové vrstvy

Na poměru tepelných toků sálání má minimální vliv rozdíl teplot, zato nejdůležitějším vlivem je velikost vzduchové mezery a význam má i emisivita povrchů vytvářejících vzduchovou dutinu.

Tabulka 6: „součinitel“ sdílení tepla vzduchovou dutinou v závislosti na velikosti vzduchové vrstvy pro různé plyny

$\lambda[W/(mK)]$			
s[mm]	0,025	0,142	0,016
2	0,0328	0,1519	0,0259
5	0,0474	0,1665	0,0405
10	0,0714	0,1905	0,0645
20	0,1176	0,2367	0,1107
40	0,2041	0,3232	0,1972

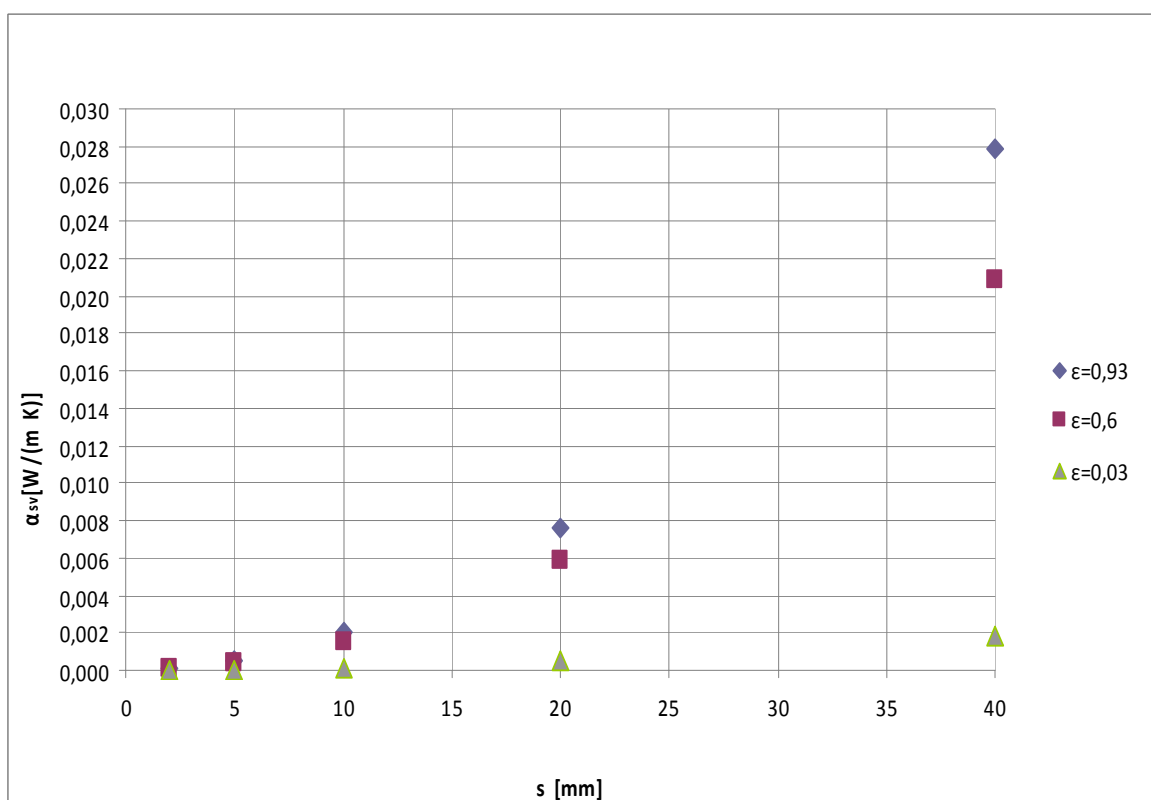


Obr.16: „součinitel“ sdílení tepla vzduchovou dutinou v závislosti na velikosti vzduchové vrstvy pro různé plyny

Z obr. 16 vyplývá, že na plynové výplni nezáleží „součinitel“ sdílení tepla vytvoří pouze rovnoběžnou křivku o rozdílu hodnot součinitele sdílení tepla vedení vzduchu a jiného plynu.

Tabulka 7: složka „součinitele“ sdílení tepla svislých povrchů v závislosti na velikosti vrstvy pro různé emisivity materiálu

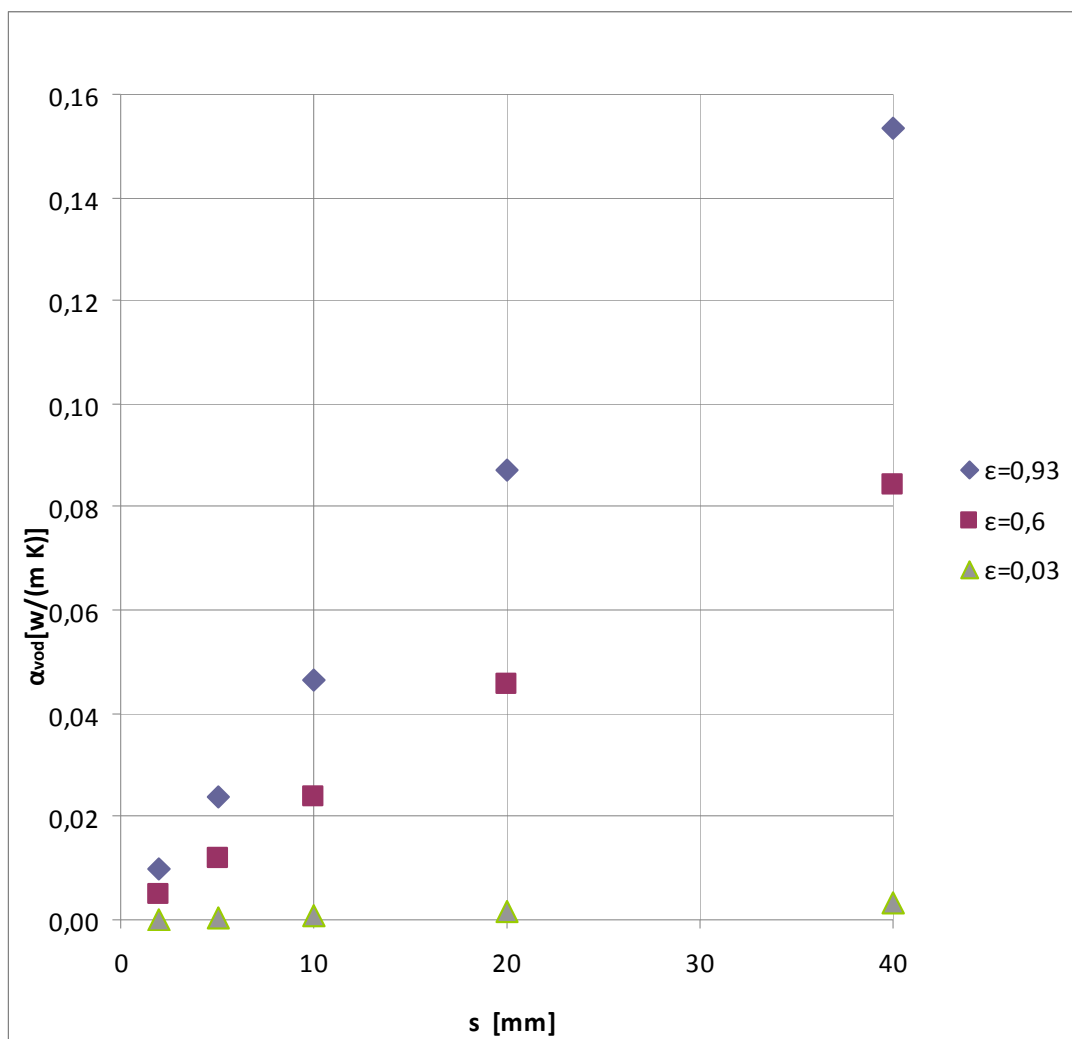
$\varepsilon[-]$ s[mm]	0,93	0,6	0,03
2	0,000084	0,000066	0,000005
5	0,000516	0,000401	0,000032
10	0,002004	0,001553	0,000124
20	0,007616	0,005853	0,000478
40	0,027844	0,020919	0,001776



Obr.17: složka „součinitele“ sdílení tepla svislých povrchů v závislosti na vzdálenosti s, při $\Delta T=2K$

Tabulka 8: „složka „součinitele“ sdílení tepla vodorovných povrchů v závislosti na velikosti vrstvy pro různé emisivity povrchů

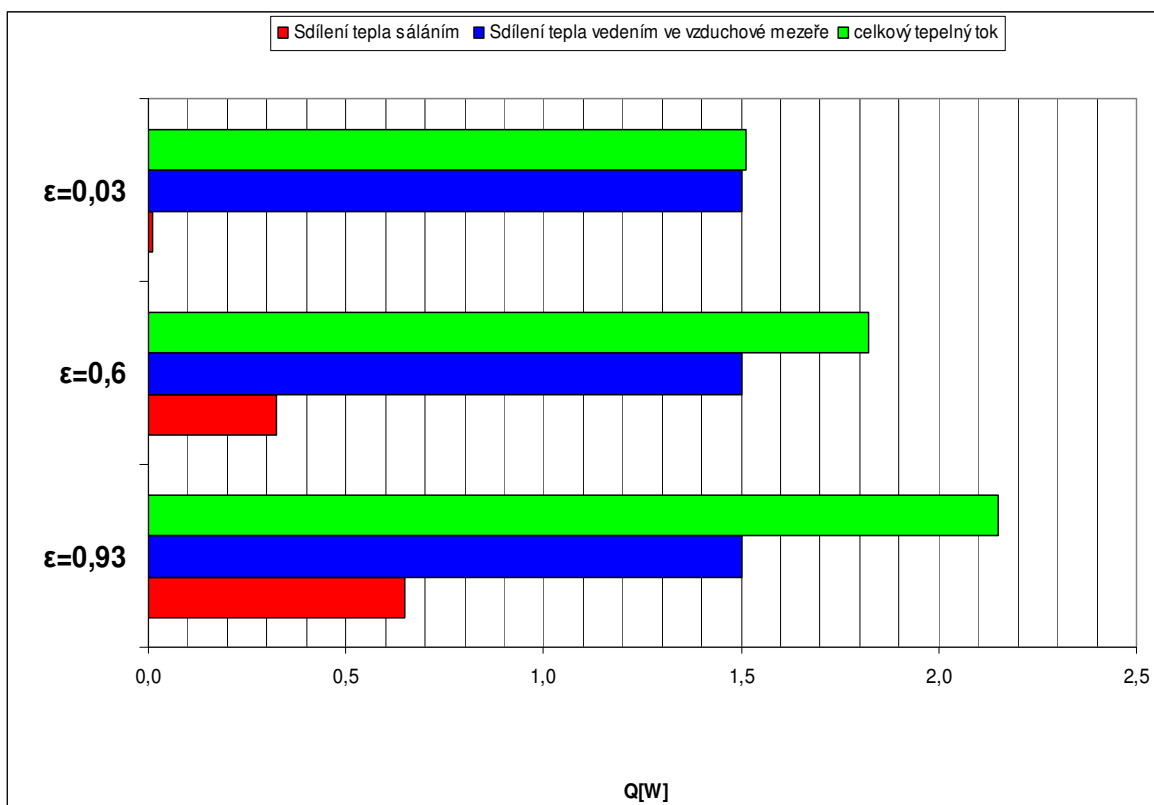
$\varepsilon[-]$ s[mm]	0,93	0,6	0,03
2	0,00980	0,00486	0,00017
5	0,02401	0,01204	0,00043
10	0,04648	0,02367	0,00087
20	0,08712	0,04564	0,00174
40	0,15336	0,08416	0,00346



Obr.18: složka „součinitele“ sdílení tepla vodorovných povrchů v závislosti na velikosti vrstvy pro různé emisivity povrchů

Tabulka 9: Celkový tepelného tok a jeho složky procházející dolní postavou pro emisivitu daného povrchu při velikosti vzduchové vrstvy $s=2\text{mm}$ a rozdílu teplot $\Delta T=2\text{K}$

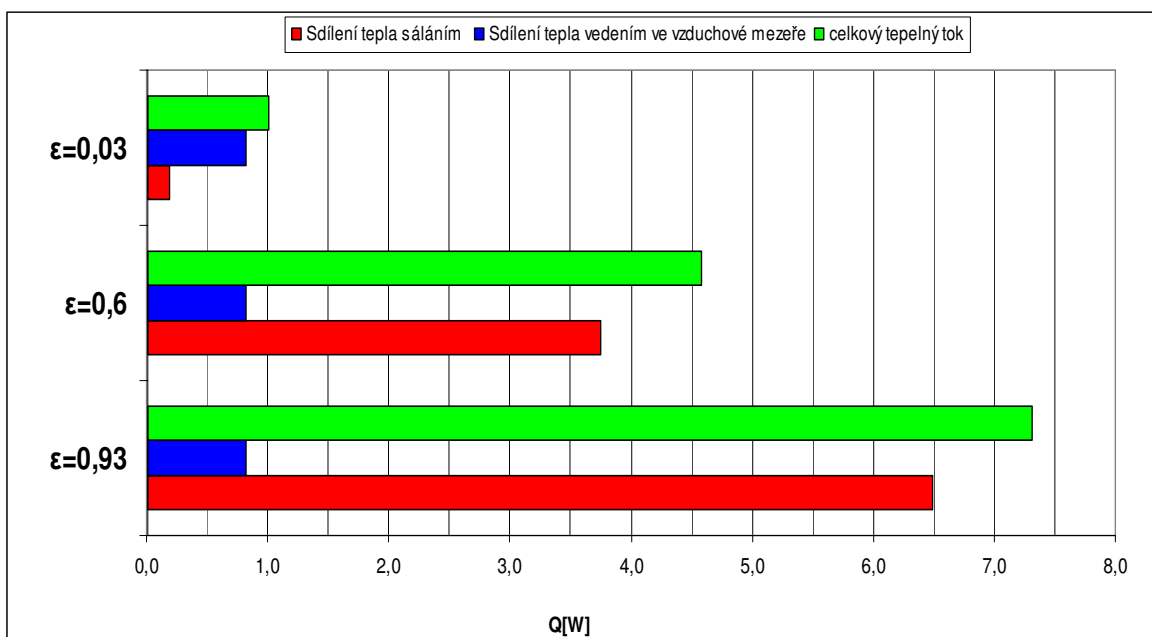
$\varepsilon[-]$	0,93	0,6	0,03
$Q_s[\text{W}]$	0,6477	0,3231	0,0117
$Q_v[\text{W}]$	1,5008	1,5008	1,5008
$Q_c[\text{W}]$	2,1485	1,8239	1,5125



Obr. 19: Celkový tepelného tok a jeho složky procházející dolní postavou pro emisivitu daného povrchu při velikosti vzduchové vrstvy $s=2\text{mm}$ a rozdílu teplot $\Delta T=2\text{K}$

Tabulka 10: Celkový tepelného tok a jeho složky procházející dolní postavou pro emisivitu daného povrchu při velikosti vzduchové vrstvy $s=40\text{mm}$ a rozdílu teplot $\Delta T=22\text{K}$

$\varepsilon[-]$	0,93	0,6	0,03
$Q_s[\text{W}]$	6,4891	3,7541	0,1857
$Q_v[\text{W}]$	0,8254	0,8254	0,8254
$Q_c[\text{W}]$	7,3145	4,5796	1,0111

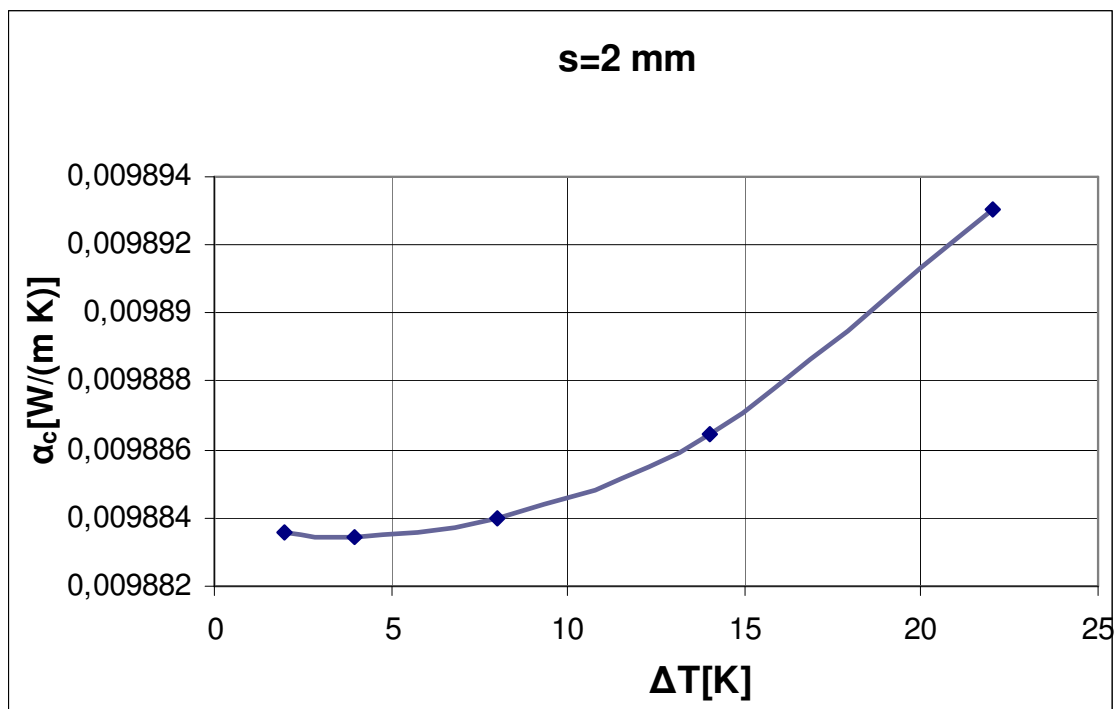


Obr. 20: Celkový tepelného tok a jeho složky procházející dolní postavou pro emisivitu daného povrchu při velikosti vzduchové vrstvy $s=40\text{mm}$ a rozdílu teplot $\Delta T=22\text{K}$

Při nižší tloušťce vzduchové mezery se začínají projevovat izolační vlastnosti vzduchové mezery, protože sdílení tepla vedením začíná být hlavní druhem sdílení tepla. Vliv umocňuje klesající emisivita prostředí.

Tabulka 11: „Součinitel“ sdílení tepla sáláním v závislosti na teplotním spádu při malé tloušťce vzduchové vrstvy

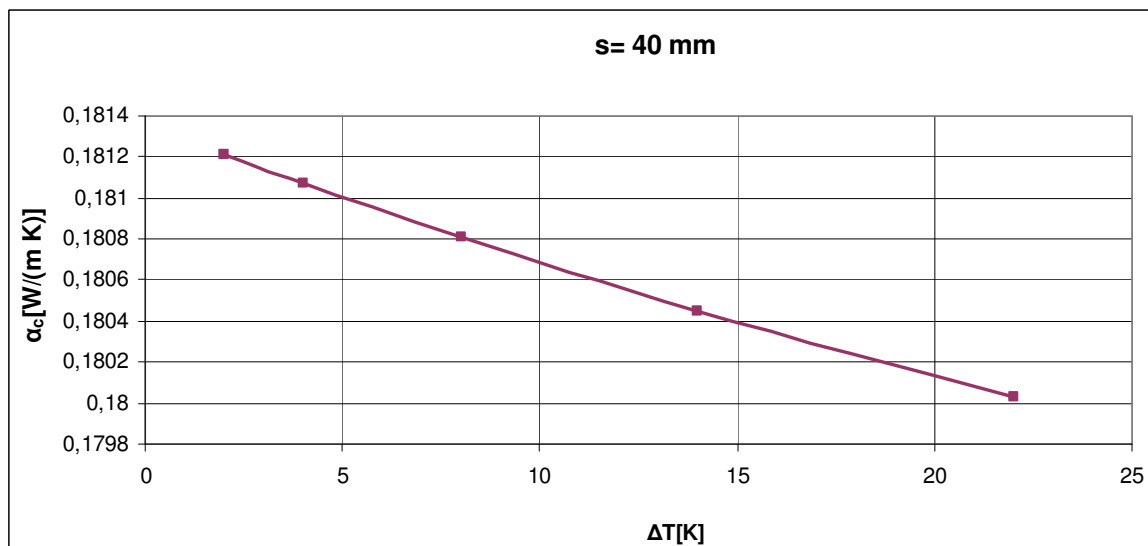
$\Delta T[\text{K}]$	2	4	8	14	22
$\alpha_c[\text{W}/(\text{m K})]$	0,009883551	0,009883463	0,009883977	0,009886474	0,009893



Obr.21: „Součinitel“ sdílení tepla sáláním v závislosti na teplotním spádu při malé tloušťce vzduchové mezery

Tabulka 12: „Součinitel“ sdílení tepla sáláním v závislosti na teplotním spádu při velké tloušťce vzduchové mezery

$\Delta T [K]$	2	4	8	14	22
$\alpha_c [W/(m K)]$	0,18120795	0,181071076	0,18080998	0,180449935	0,180029

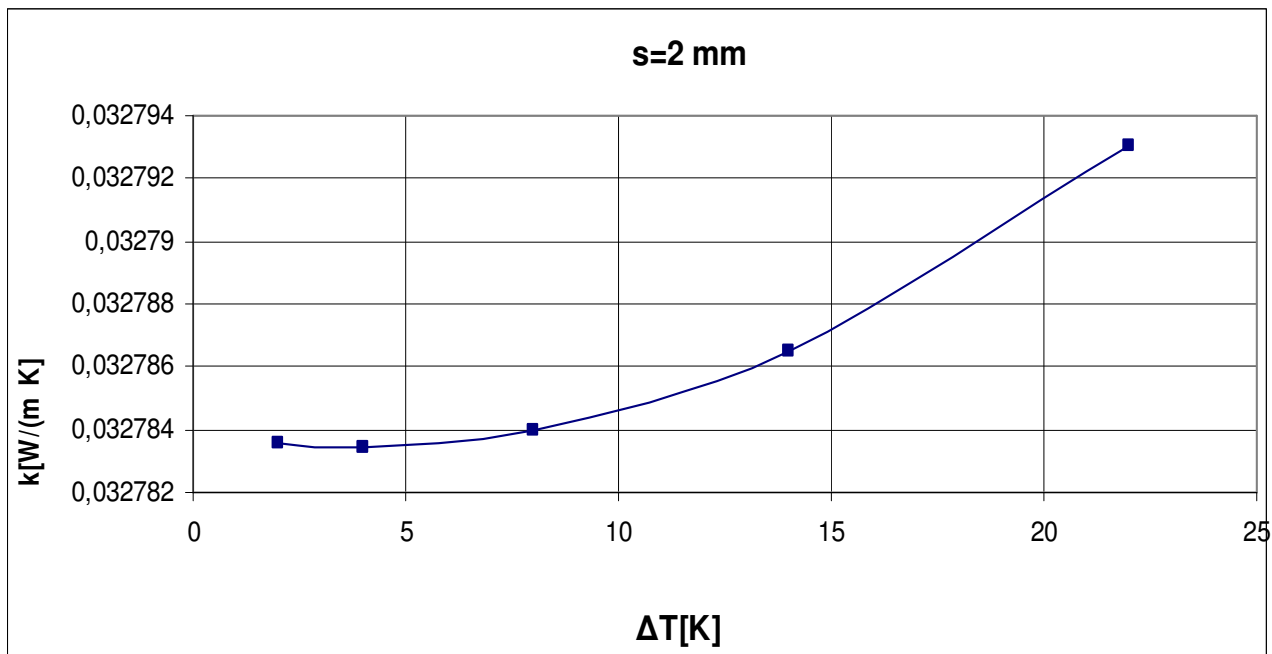


Obr.22: „Součinitel“ sdílení tepla sáláním v závislosti na teplotním spádu při velké tloušťce vzduchové mezery

Porovnáním obr. 22 a obr.21 vyplývá, že tloušťka vzduchové mezery má vliv na vlastnosti „součinitele“ sdílení tepla sáláním, i když podle obr. 13 je tento vliv zanedbatelný.

Tabulka 13: Celkový „součinitel“ sdílení tepla v závislosti na teplotním spádu při malé tloušťce vzduchové mezery

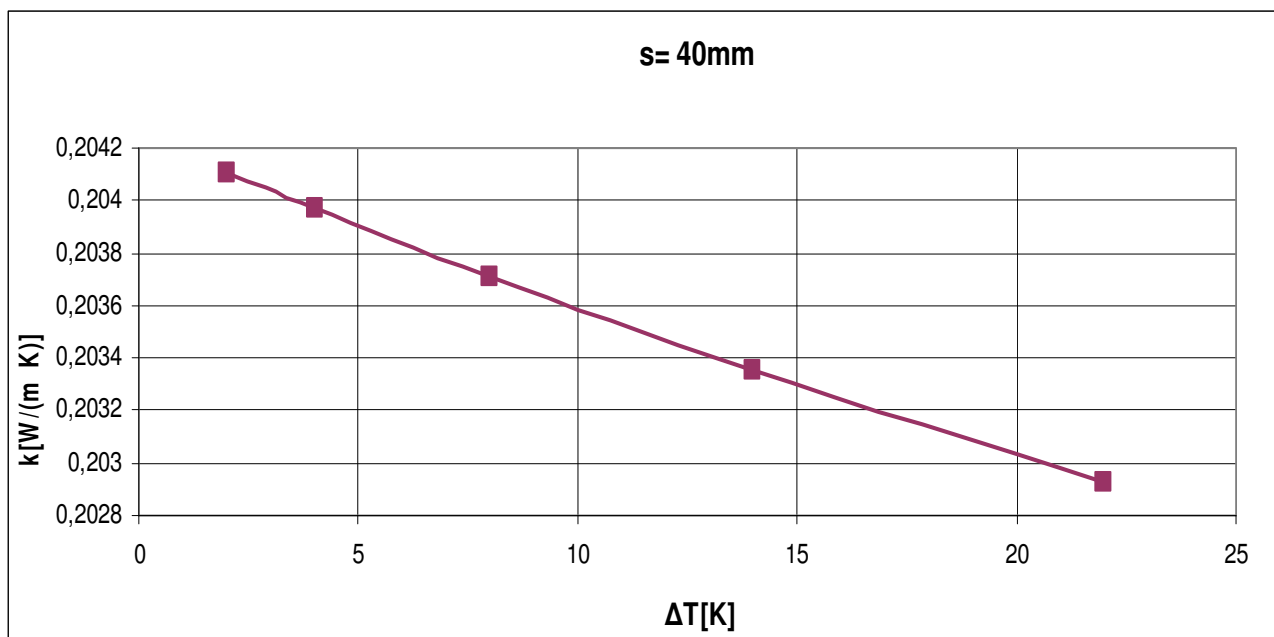
$\Delta T [K]$	2	4	8	14	22
$k [W/(m K)]$	0,032783551	0,032783463	0,032783977	0,032786474	0,032793



Obr. 23: Celkový „součinitel“ sdílení tepla v závislosti na teplotním spádu při malé tloušťce vzduchové mezery

Tabulka 14: Celkový „součinitel“ sdílení tepla v závislosti na teplotním spádu při velké tloušťce vzduchové mezery

$\Delta T [K]$	2	4	8	14	22
$k [W/(m K)]$	0,20410795	0,203971076	0,20370998	0,203349935	0,202929



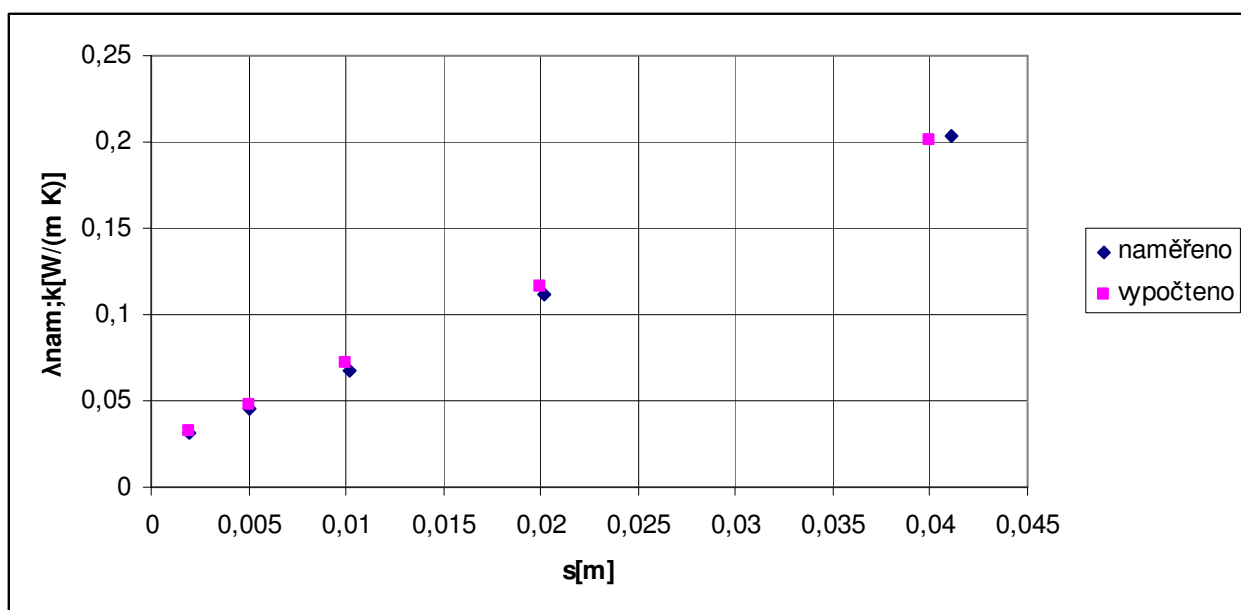
Obr. 24: Celkový „součinitel“ sdílení tepla v závislosti na teplotním spádu při velké tloušťce vzduchové vrstvy

Tabulka 15: Naměřené[9] a vypočtené hodnoty „součinitele“ tepelné vodivosti k při

$$\Delta T = 2K, \varepsilon = 0,93$$

s[m]	naměřeno	vypočteno
	$\lambda_{\text{nam}} [W/(m K)]$	$k [W/(m K)]$
0,001958	0,0311195	0,032633
0,005056	0,045013	0,047775
0,010152	0,067327	0,071956
0,020201	0,11168	0,11622
0,041113	0,20316	0,20113

Pro naměřené hodnoty platí, že tloušťka vzduchové vrstvy je ovlivněna možnostmi přesného nastavení Lambda HFM 436/B/1E



Obr. 25: Porovnání naměřených a vypočtených hodnot

6 Závěr

Během teoretického ověřování izolačních horizontálně orientované plynové dutiny bylo zjištěno, že při stejné střední teplotě má rozdíl teplot horní a spodní plochy zanedbatelný vliv na izolační vlastnosti dutiny. Když se zvýší vzdálenost horní a spodní plochy dutiny, začne celkový tepelný tok klesat při zachování stejného teplotního rozdílu.

Pro zlepšení tepelně izolačních vlastností horizontálně orientované plynové dutiny má nejdůležitější vliv okolní prostředí, což vyjadřuje emisivita daného povrchu.

Z vypočtených hodnot „součinitele“ tepelné vodivosti sestavy se při změně rozdílu teplot mění i tvar křivky pro různé vzdálenosti horní a spodní podstavy.

Ze znázorněných hodnot vyplývá, že vypočtené hodnoty „součinitele“ tepelné vodivosti se příliš neodchylují od hodnot naměřených.

Použitá literatura:

- [1] LIENHARD J. H. IV., LIENHARD J.H. V.: A Heat Transfer Textbook, 3rd edition, Phlogiston press, Cambridge Massachusetts, 2008
- [2] ŠULC J., KRYŠTŮFEK P.: Měření součinitele tepelné vodivosti pomocí měřicího zařízení HMF 436/3/1E Lambda, *Stavebnictví a interiér*, Ročník 16, č. 11, Hradec Králové, Vega s.r.o., 2008, ISSN 1801-4399
- [3] CENGEL Y. A.: Heat transfer, McGraw Hill Professional, 2003, ISBN 0072458933
- [4] ENENKL V., HLOUŠEK J., JANOTKOVÁ E.: Termomechanika, BRNO: VUT 1983
- [5] Sálání [online], <
<http://cs.wikipedia.org/wiki/S%C3%A1l%C3%A1n%C3%AD>>[cit.2012-12-5]
- [6] emissivity values for common materials [online], <
<http://infrared-thermography.com/material.htm>>[cit.2012-10-5]
- [7] Encyklopedie plynů [online],
<
<http://encyclopedia.airliquide.com/list.asp?LanguageID=17&CountryID=32>>[cit.2012-10-05]
- [8] Operating Instruction Flow Meter HMF 423 Lambda, firemní materiál NETZSCH GsbH
- [9] JONÁŠ P.: Sdílení tepla v horizontálně orientované vzduchové dutině; KEZ 2009