



---

## Přestup tepla ve stacionární fluidní vrstvě pro spalování biomasy

*Jan OPATRIL<sup>1\*</sup>, Jan HRDLIČKA<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Univerzitní centrum energeticky efektivních budov ČVUT v Praze, Trinecká 102, Buštěhrad 273 43

<sup>2</sup> ČVUT v Praze, Fakulta strojní, Ústav energetiky, Technická 4, 166 07 Praha 6

\* Email: jan.opatril@fs.cvut.cz

---

*Pro účely návrhových výpočtů fluidních kotlů se stacionární bublinkovou vrstvou je nezbytné dojít ke spolehlivým výsledkům pro součinitele přestupu tepla z fluidní vrstvy do teplosměnné plochy. Článek uvádí dostupné korelace pro horizontální i vertikální plochy, které jsou následně porovnány pro inertní materiál keramzit a to v rozsahu běžných provozních podmínek stacionárních fluidních kotlů.*

**Klíčová slova:** fluidní vrstva, přestup tepla, keramzit

---

### 1 Úvod

Fluidní technologie jsou vhodným prostředkem pro energetické využití biomasy, zejména pro aplikace spalování. V těchto případech je fluidní vrstva schopna zajistit intenzivní míchání, které udržuje rovnoměrné rozložení procesu spalování a tím pádem i teplotního pole, z čehož plyne zásadní výhoda a to flexibilita vůči parametrům paliva, především výhřevnosti, obsahu popela a vody. Navíc při vhodné konstrukci ohniště lze spalovat paliva i s velmi vysokým obsahem vody (> 40%), která jsou špatně spalitelná v kotlích ostatních typů.

Na rozdíl od spalování uhlí, kdy je inertní materiál generován z paliva, je u biomasy nezbytné použití externího inertního materiálu. Pro tyto účely je alternativně používáno expandované keramické kamenivo (keramzit, označovaný také jako „lightweight ceramic aggregate“ LWA). Jedná se pórovité částice s vysokou kulovitostí a nízkou hustotou.

Pro spolehlivé návrhové výpočty je nezbytná znalost chování fluidní vrstvy a to především z pohledu zajištění stabilní fluidace a přenosu tepla do teplosměnné plochy, kterou může být fluidní vrstva buď ohraničena (membránová stěna) nebo která může být do fluidní vrstvy vnořena. Článek se zaměřuje právě na součinitele přestupu tepla ve fluidní vrstvě do stěny i do vnořené plochy při použití keramického kameniva, které je vhodné pro spalování biomasy.

### 2 Přenos tepla ve fluidní vrstvě

Přestup tepla je realizován mezi fluidní vrstvou, tvořenou tuhými částicemi společně se spalinami, a teplosměnnou plochou o rozdílné teplotě, která, jak již bylo zmíněno, může být tvořena buď stěnami ohniště, případně tepelným výměníkem ponořeným do vrstvy, který umožňuje zvýšení tepelného zatížení a lepší regulaci teploty vrstvy.



Pro výpočet tepelného toku do teplosměnné plochy je nezbytné stanovit součinitel přestupu tepla mezi fluidní vrstvou a povrchem vrstvou omývaným. Celkový součinitel přestupu tepla je definován jako

$$h_w = \frac{q}{a_w(T_b - T_w)} \quad (1)$$

Kde  $a_w$  je teplosměnná plocha,  $q$  tepelný tok,  $T_b$  teplota vrstvy a  $T_w$  značí teplotu stěny.

Z rovnice (1) je patrné, že celkový součinitel přestupu tepla závisí na povrchové teplotě stěny, kterou ovlivňují podmínky za teplosměnnou plochou, respektive vlastnosti pracovní látky na druhé straně.

V případě fluidní vrstvy je celkový součinitel přestupu tepla tvořen součtem tří složek a to „částicovou konvekcí“  $h_{pc}$ , „plynovou konvekcí“  $h_{gc}$  a poslední je radiační složka  $h_r$ , viz 0. Příspěvek jednotlivých složek do celkového součinitele přestupu tepla se odvíjí především od rozdílu teploty vrstvy a stěny, fluidační rychlosti a dále vlastností inertního materiálu.

$$h_w = h_{pc} + h_{gc} + h_r \quad (2)$$

Oba konvektivní členy se obvykle ve výpočtech neodlišují a jejich součet je nazýván celkový konvektivní člen

$$h_c = h_{pc} + h_{gc} \quad (3)$$

Pro výpočet celkového součinitele přestupu tepla lze použít korelace vycházející z úvahy, že plynná mezní vrstva na teplosměnné ploše má tepelný odpor, jejíž efektivní tloušťka je snižována vlivem výměny tuhých částic. Nusseltovo číslo je potom funkcí Prandtlova čísla plynné fáze a upraveného Reynoldsova čísla, kde charakteristickým rozměrem je průměr částic nebo průměr trubky. Na tomto přístupu jsou založeny rovnice (4), (5), (6), (10) a (11), které jsou uvedeny dále v textu.

Dalším přístupem je pohled na součinitele přestupu tepla jako na kombinaci dvou složek a to konvektivní člen plynné fáze a konvektivní člen tuhé fáze. Výsledkem jsou poloempirické korelace (8) a (9), viz níže.

Třetí přístup je založen na představě, kdy teplosměnná plocha je vystavena vlivu vznikajících bublin a shlukům (paketům) částic, které se vyměňují a působí na povrch pouze po určitý rezidenční čas. Tento mechanistický model 0 počítá jednotlivé příspěvky přestupu tepla z bublin a z emulze, jejíž příspěvek je dominantní. Vzhledem ke složitosti je mechanistický model vynechán z porovnání. Zejména se jedná o stanovení vlastností bublin na základě hydrodynamické teorie.

Poslední přístup vychází z kinetické teorie plynů, kde využívá analogii mezi pohybem molekul plynu a pohybem částic ve fluidní vrstvě. Popisuje přenos tepla pomocí pohybu částic přes mezní vrstvu na teplosměnné ploše. Postup výpočtu je v následující kapitole, viz rovnice (7).

## 2.1 Konvektivní člen součinitele přestupu tepla

Zde je třeba rozlišit dva nejčastější případy a to přestup tepla do stěny respektive vertikální plochy a přestup tepla do horizontální plochy (trubky). Je to z důvodu, že při horizontální orientaci trubek není lokální součinitel přestupu tepla konstantní po obvodu trubky. Svého maxima nabývá ve spodní části, kde je teplosměnná plocha mnohem intenzivněji omývána. Rozdíly se snižují s rostoucím průměrem částic.0



Horizontální plochy v ohništích jsou trubkové svazky výměníků zajišťující odvod tepla za účelem lepšího řízení teploty fluidní vrstvy a současně umožňují větší objemové zatížení ohniště.

Pro výpočet konvektivního součinitele přestupu tepla pro horizontální trubky umístěné ve fluidní vrstvě jsou v literatuře 0 uváděny vztahy (4) až (9), které shrnuje Tab. 1.

Vertikální plochy tvoří svislé stěny ohniště a ve zmíněné tabulce se jedná o vztahy (9) až (11). Rovnice dle Borodulyi (9) je uvedena u obou případů, jelikož nerozlišuje mezi horizontálním a vertikálním povrchem.

Tab. 1 Vztahy pro výpočet součinitele přestupu tepla do horizontální trubky

Autor	Rok	Vztah	
Vreedenberg	1958	$\frac{h_c D_t}{k_g} = 420 \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} Pr_g \frac{\mu_g^2}{g \rho_s^2 d_p^3} \right)^{0.3} Re_D^{0.3}$	(4)
Vreedenberg	1958	$\frac{h_c D_t}{k_g} = 0.66 Pr_g^{0.3} \left( \frac{\rho_s (1 - \epsilon)}{\rho_g \epsilon} \right)^{0.44} Re_D^{0.44}$	(5)
Andeen a Glicksman	1976	$\frac{h_c D_t}{k_g} = 900 (1 - \epsilon) \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} Pr_g \frac{\mu_g^2}{g \rho_s^2 d_p^3} \right)^{0.3} Re_D^{0.3}$	(6)
Martin	1984	$\frac{h_c d_p}{k_g} = Z (1 - \epsilon) \left( 1 - e^{-\frac{N}{c_c Z}} \right)$	(7)
Molerus	1995	$\frac{h_c l}{k_g} = \frac{0.125 \epsilon_{s,mf}}{B_1 \left[ 1 + B_2 \left( \frac{k_g}{2 c_{ps} \mu_g} \right) \right]} + 0.165 Pr_g^{1/3} \left( \frac{\rho_g}{\rho_s - \rho_g} \right)^{1/3} \frac{1}{B_3}$	(8)
Borodulya	1991	$\frac{h_c d_p}{k_g} = 0.074 Ar^{0.1} \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} \right)^{0.14} \left( \frac{c_{ps}}{c_{pg}} \right)^{0.24} \epsilon_s^{2/3} + 0.46 Re_p Pr_g \frac{\epsilon_s^{2/3}}{\epsilon}$	(9)
Leva	1952	$\frac{h_c d_p}{k_g} = 0.525 Re_p^{0.75}$	(10)
Wender a Cooper	1958	$\frac{h_c d_p}{k_g} = 3.51 \cdot 10^{-4} C_R (1 - \epsilon) Re_p^{0.23} \left( \frac{c_{pg} \rho_g}{k_g} \right)^{0.43} \left( \frac{c_{ps}}{c_{pg}} \right)^{0.8} \left( \frac{\rho_s}{\rho_g} \right)^{0.66}$	(11)

Kde  $D_t$  je vnější průměr trubky,  $k$  tepelná vodivost,  $\rho$  hustota,  $Pr$  Prandtlovo číslo,  $\mu$  dynamická viskozita,  $g$  gravitační zrychlení,  $d_p$  střední průměr částic,  $Re_p$  Reynoldsovo číslo částic,  $Re_D$  Reynoldsovo číslo vztažené na vnější průměr trubky,  $\epsilon$  mezerovitost fluidní vrstvy,  $c_p$  měrná tepelná kapacita,  $Ar$  Archimedovo číslo. Dolní index  $s$  označuje pevnou látku, zatímco  $g$  označuje plyn. Výpočet ostatních neuvedených členů v rovnicích (7), (8) a (11) je detailně popsán v uvedené literatuře.

Rovnice podle Vreedenberga (4) platí pro  $\frac{\rho_s}{\rho_g} Re_p \geq 2550$ , zatímco další rovnice (5) má platnost pro  $\frac{\rho_s}{\rho_g} Re_p \leq 2050$ . Andeen a Glicksman upravili Vreedenbergovu rovnici do podoby (6) pro částice větších průměrů, které však ve zdrojové literatuře nebyly definovány. Použitelnost rovnice je omezena na případy  $\frac{\rho_s}{\rho_g} Re_p \geq 2550$ . Rovnice Borodulyi (9) je omezena velikostí částic v intervalu  $0.1 < d_p < 4mm$ , tlakem  $0.1 < P < 10MPa$  a



Archimedovým číslem  $140 < Ar < 1.1 \cdot 10^7$ . Wender a Cooper je omezen na interval Reynoldsova čísla a to  $10^{-2} \leq Re_p \leq 10^2$ . U rovnic Martina (7), Moleruse (8) a Leva (10) nebyly uvedeny rozsahy platnosti.

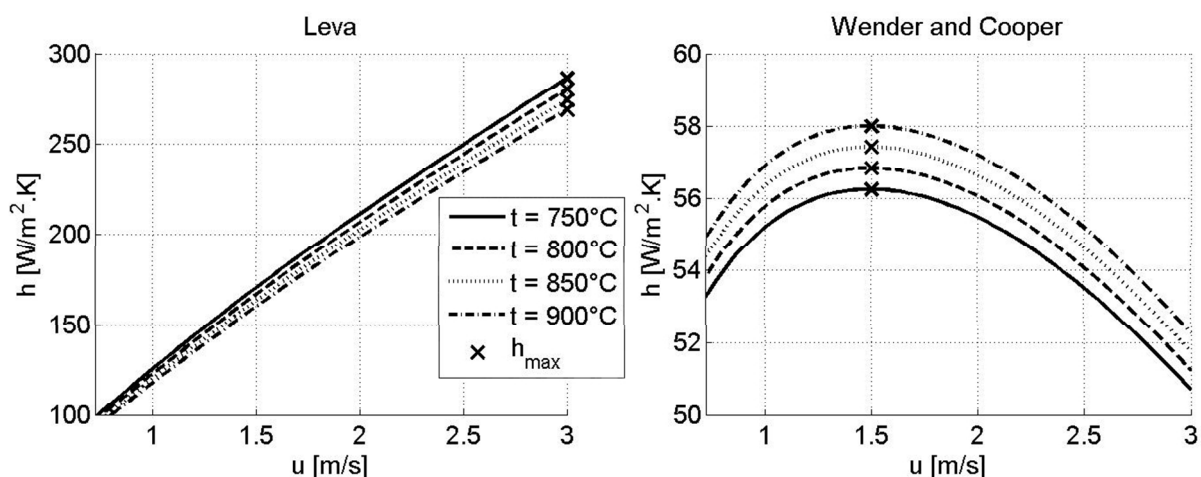
Pro účel srovnání výše uvedených vztahů je proveden výpočet konvektivního členu součinitele přestupu tepla pro inertní materiál expandované keramické kamenivo o středním průměru částic 3,21 mm, sypné hmotnosti 483 kg/m<sup>3</sup>, hustotě částic 815 kg/m<sup>3</sup> a mezní fluidační rychlosti 0,694 m/s. Použita jsou dvě fluidační média a to vzduch a spaliny o rychlosti 1 m/s pro čtyři teploty vrstvy. Uvažované spaliny jsou z dřevní štěpky obsahující 63 % hořlaviny, 35 % vody a 2 % popelovin s výhřevností 10 MJ/kg. Závislost součinitele přestupu tepla na charakteristickém rozměru trubky (průměru) je obsažena ve vztazích (4), (5) a (6), kde byly uvažovány dva průměry 32 mm a 12 mm. Zároveň je zahrnuta změna mezerovitosti na základě měření provedených autory, která má vliv na výsledky vztahů (5), (6), (7) a (9). Výsledky jsou sumarizovány v Tab. 2. Při výpočtech bylo použito vlastností vzduchu dle 0. Stechiometrie spalin byla stanovena na základě postupů uvedených v 0 a jejich vlastnosti dle 0 a 0. Pro dané keramické kamenivo, byly vždy splněny podmínky platnosti a u Vreedenberga byla použita rovnice (4).

Tab. 2 Porovnání konvektivních členů součinitele přestupu tepla do horizontálně umístěné trubky o světlosti 10 mm, fluidační rychlost 1 m/s

	t = 25[°C]		t = 250[°C]		t = 500[°C]		t = 850[°C]	
	h <sub>c</sub> [W/m <sup>2</sup> .K]		h <sub>c</sub> [W/m <sup>2</sup> .K]		h <sub>c</sub> [W/m <sup>2</sup> .K]		h <sub>c</sub> [W/m <sup>2</sup> .K]	
	vzd.	spal.	vzd.	spal.	vzd.	spal.	vzd.	spal.
Vreedenberg*	49,5	41,0	89,5	82,7	129,8	135,3	181,9	218,7
Vreedenberg**	98,3	81,5	177,9	164,4	257,9	268,9	361,4	434,5
Andeen and Glicksman*	60,3	49,9	109,1	100,8	158,1	164,9	221,6	266,4
Andeen and Glicksman**	119,8	99,2	216,7	200,2	314,2	327,7	440,4	529,3
Borodulya	905,6	1059	570,2	682,0	442,5	544,7	365,9	484,1
Molerus and Schweinzer	125,7	128,0	134,6	134,9	146,0	154,0	167,5	194,4
Martin	55,5	51,1	80,8	79,1	100,5	109,1	122,4	150,0
Leva	231,3	244,3	179,1	187,7	145,8	165,1	120,3	150,2
Wender a Cooper	40,9	37,7	48,3	44,5	52,4	50,2	56,3	55,6

\* průměr trubky 32 mm, \*\* průměr trubky 12 mm

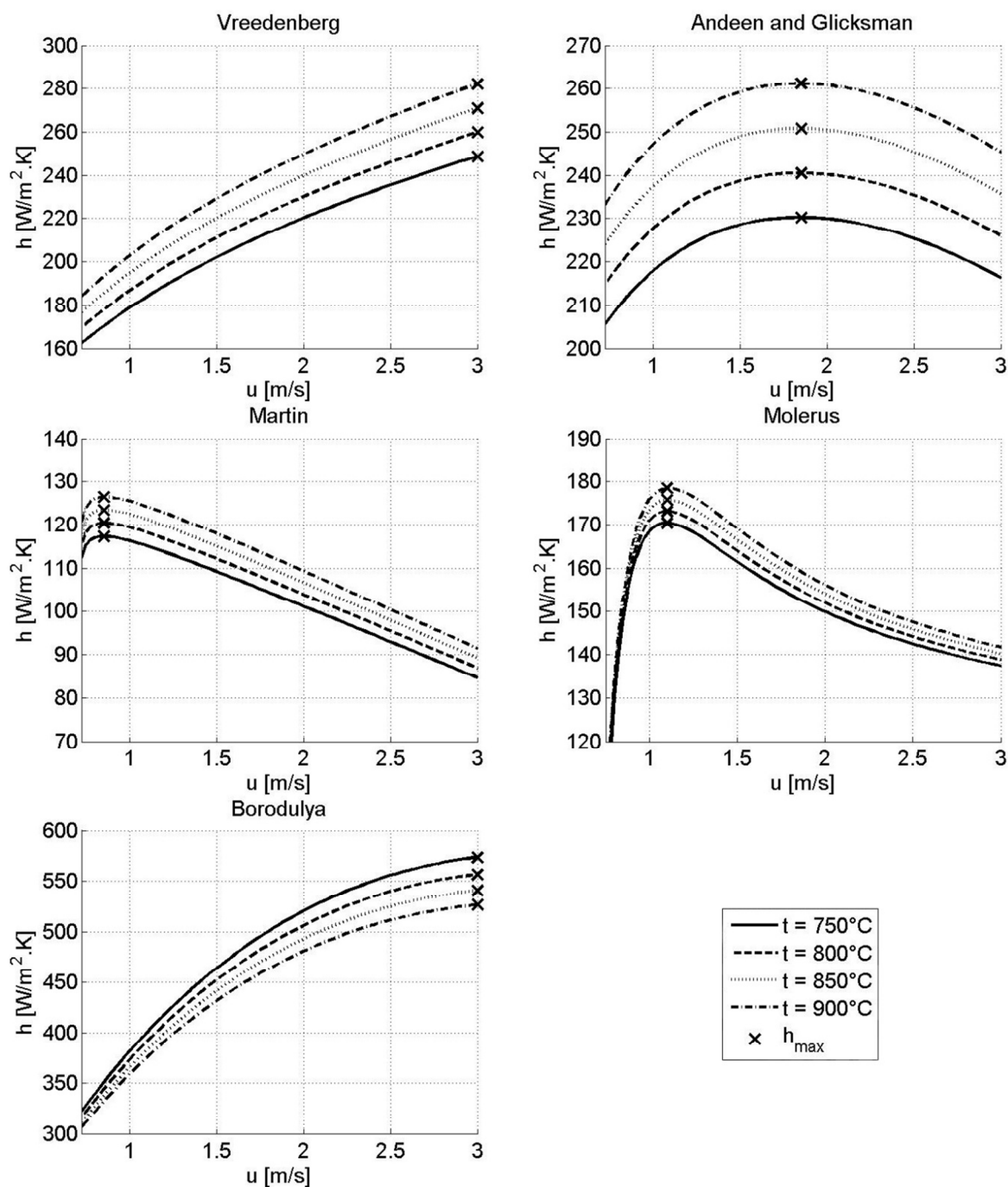
Pro větší přehlednost srovnání jsou hodnoty vyneseny do grafů, kde je propočtena závislost na fluidační rychlosti a to pro několik teplotních úrovní, za kterých se běžně pohybují provozní podmínky fluidních kotlů se stacionární vrstvou, viz Obr. 1 a Obr. 2. Provozní teploty obvykle dosahují rozmezí zhruba od 800 do 900 °C při fluidačních rychlostech 1 až 3 m/s, 0, 0. Zde je patrné, že při těchto provozních podmínkách vykazuje konvektivní součinitel přestupu tepla pro jednotlivé vztahy odlišnou závislost jak z pohledu teploty, tak z pohledu fluidační rychlosti. Je tedy nezbytné se na tyto závislosti podívat odděleně.



Obr. 1 Konvektivní součinitel přestupu tepla pro vertikální plochy

Pokud se zaměříme na závislost na teplotě, tak všechny vztahy kromě Borodulyi a Leva mají rostoucí tendenci. Přičemž Vreedenberg a Andeen vykazují oproti ostatním větší citlivost na změnu teploty vrstvy. U Borodulyi je tendence opačná a hodnoty jsou značně vysoké. Dosahují několikanásobku ostatních výsledků a navíc za nízkých teplot jsou rozdíly ještě výraznější i přes splnění podmínek platnosti, viz Tab. 2.

U vlivu fluidační rychlosti již není situace tak jednoznačná. Vztahy Vreedenberg, Borodulya a Leva jsou v celém zkoumaném intervalu rostoucí, zatímco ostatní vztahy po dosažení svého maxima s dalším nárůstem fluidační rychlosti klesají. Martin a Molerus mají maximum v blízkosti minimální fluidační rychlosti. U Andeena a Wendera je toto maximum přibližně na úrovni dvojnásobku minimální fluidační rychlosti.

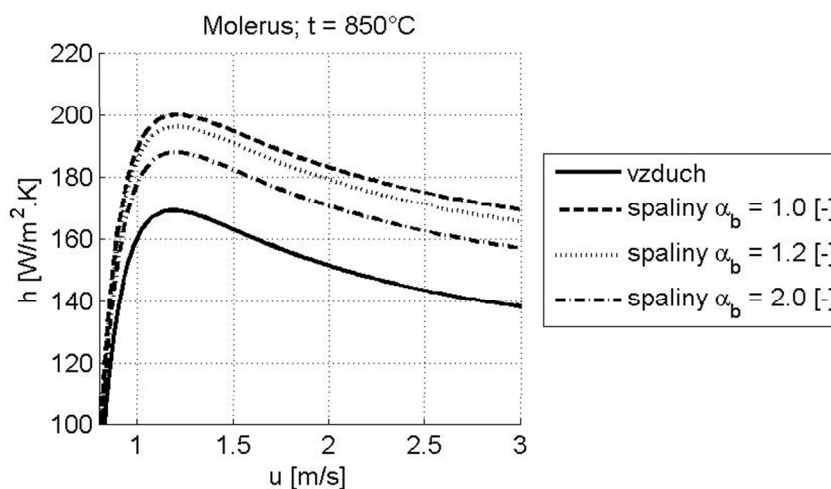


Obr. 2 Konvektivní součinitel přestupu tepla pro horizontální plochy

Při porovnání rozdílů mezi fluidací vzduchem a spaliny je pozorován stejný trend jako v případě minimální fluidační rychlosti a to že součinitel přestupu tepla z fluidní vrstvy je omezen dvěma hraničními stavy. Horní hranice je určena stechiometrickým spaliny a s postupným nárůstem přebytku vzduchu, tak jak dochází k ředění spaliny, se blíží ke spodní hranici určené vlastnostmi vzduchu (vyjma Wendera s Cooprem, kde je trend opačný, avšak s rostoucí teplotou se rozdíl mezi vzduchem a stechiometrickými spaliny zmenšuje). Vliv spaliny na hodnotu součinitele přestupu tepla v závislosti na součiniteli přebytku vzduchu je ukázán na výpočtu dle Moleruse, viz Obr. 3. U vztahů dle Vreedenberga, Andeena a Martina má tento trend omezenou platnost a to na teplotu převyšující řádově  $400^\circ\text{C}$ , protože při



nižších teplotách součinitel přestupu tepla nabývá vyšších hodnot pro vzduch, což je patrné z hodnot uvedených v Tab. 2.



Obr. 3 Součinitel přestupu tepla pro vzduch a spaliny

## 2.2 Radiční člen součinitele přestupu tepla

Nejrozšířenějším a plně dostačujícím výpočtem pro návrhové aplikace je využití Stefan-Boltzmanovy rovnice pro radiaci:

$$q_r = a_w e_{bw} \sigma (T_b^4 - T_w^4) \quad (12)$$

Pokud rovnici (12), odkud je zřejmá silná závislost na teplotě, kombinujeme s rovnicí definující součinitel přestupu tepla radiací:

$$h_r = \frac{q_r}{a_w (T_b - T_w)} \quad (13)$$

Dostáváme výslednou rovnici pro výpočet součinitele přestupu tepla radiací ve tvaru:

$$h_r = \frac{e_{bw} \sigma (T_b^4 - T_w^4)}{(T_b - T_w)} \quad (14)$$

Kde  $e_{bw}$  je efektivní emisivita závislá na emisivitě uvažované teplosměnné plochy a emisivitě vrstvy.

Nicméně podle literatury 0 je efektivní emisivita málo citlivá na fluidační rychlost. Tudíž pro fluidní vrstvy s teplotou převyšující 700°C lze pro zjednodušení uvažovat s přibližnou hodnotou 0,9. Dle výsledků uvedených v 0, lze uvažovat, že při teplotách pod 500°C tvoří přestup tepla radiací méně než 15% z celkového součinitele přestupu tepla. Zatímco při teplotách nad 800°C tento podíl již překračuje 35%.

Pro získání hodnot celkového součinitele přestupu tepla je nezbytné stanovit povrchovou teplotu stěny, která, jak již bylo zmíněno, závisí na podmínkách na straně vody. Ve výpočtech je na straně vody uvažováno s hodnotou součinitele přestupu tepla 7200, což přibližně odpovídá tlaku 5 bar při teplotě 130°C a rychlosti 1 m/s v trubce o světlosti 27 mm. Nicméně reálný význam součinitele přestupu tepla na straně vody je velmi malý, protože za běžných konstrukčních podmínek je jeho hodnota řádově vyšší a proto je teplota stěny primárně určena (omezena) teplotou na straně vody a součinitelem přestupu tepla na straně spalin. Dopočtená teplota stěny se v jednotlivých případech liší až o několik desítek stupňů, avšak vzhledem ke



čtvrté mocnině se výsledná hodnota součinitele přestupu tepla radiací liší v řádu setin až desetin, a proto jsou v Tab. 3 uvedeny pouze průměrné hodnoty pro vzduch a spaliny, které jsou následně použity i pro celkový součinitel přestupu tepla.

Tab. 3 Porovnání radiální složky součinitele přestupu tepla

	t = 250[°C]	t = 500[°C]	t = 850[°C]
	$h_r$ [W/m <sup>2</sup> .K]	$h_r$ [W/m <sup>2</sup> .K]	$h_r$ [W/m <sup>2</sup> .K]
Vzduch	20,9	47,4	118,7
Spaliny	30,0	47,6	119,7

### 2.3 Celkový součinitel přestupu tepla

Výsledná hodnota je dána prostým součtem dle rovnice (3). V Tab. 4 jsou uvedeny vypočtené hodnoty pro vzduch a spaliny. U teploty vrstvy 25 °C byla radiální složka zanedbána a proto se výsledná hodnota rovná hodnotě konvektivní složky.

Tab. 4 Celkový součinitel přestupu tepla, fluidační rychlost 1 m/s, LWA

	t = 25[°C]		t = 250[°C]		t = 500[°C]		t = 850[°C]	
	$h_w$ [W/m <sup>2</sup> .K]		$h_w$ [W/m <sup>2</sup> .K]		$h_w$ [W/m <sup>2</sup> .K]		$h_w$ [W/m <sup>2</sup> .K]	
	vzd.	spal.	vzd.	spal.	vzd.	spal.	vzd.	spal.
Vreedenberg*	49,5	41,0	110,4	112,7	177,2	182,9	300,6	338,4
Vreedenberg**	98,3	81,5	198,8	194,4	305,3	316,5	480,1	554,2
Andeen and Glicksman*	60,3	49,9	130	130,8	205,5	212,5	340,3	386,1
Andeen and Glicksman**	119,8	99,2	237,6	230,2	361,6	375,3	559,1	649
Borodulya	905,6	1059	591,1	712	489,9	592,3	484,6	603,8
Molerus and Schweinzer	125,7	128,0	155,5	164,9	193,4	201,6	286,2	314,1
Martin	55,5	51,1	101,7	109,1	147,9	156,7	241,1	269,7
Leva	231,3	244,3	200	217,7	193,2	212,7	239	269,9
Wender a Cooper	40,9	37,7	69,2	74,5	99,8	97,8	175	175,3

\* průměr trubky 32 mm, \*\* průměr trubky 12 mm

## 3 Závěr

Z porovnání výsledků uvedených jak v tabulkách, tak v grafech, je zřejmé, že dostupné vztahy pro výpočet součinitele přestupu tepla ve fluidní vrstvě vykazují značný rozptyl. Konfrontace vztahů pro horizontálně orientované plochy s experimentálními výsledky uvedená v 0 vykazuje nejmenší odchylku pro Vreedenbergovu korelaci, která je však relativní vzhledem k silné závislosti výsledku na zvoleném průměru trubky. Závěrem lze tedy konstatovat, že nejlepším řešením je experimentální ověření hodnot pro dané materiály a výběr vhodného vztahu, který bude vykazovat nejmenší odchylku v požadovaném rozsahu teplot a fluidačních rychlostí.

Pro experimentální zjištění součinitele přestupu tepla lze uvažovat o tzv. stacionárních a nestacionárních metodách. U stacionárních metod je třeba uvést systém do rovnovážného stavu, což při měření většího množství dat je časově náročné. Především díky setrvačnosti systému po změně příslušných parametrů. U nestacionární metody jsou sledovány časové průběhy potřebných veličin a následně dopočteny požadované hodnoty. Nespornou výhodou je ale množství získaných dat. Z pohledu náročnosti realizace měření se zdá nejvhodnější





stacionární metoda založená na teplosměnné ploše chlazené vodou, kde je poměrně snadné určit tepelný tok respektive přenesený výkon do vody. Pro tyto účely je nezbytné navrhnout vhodnou teplosměnnou plochu, která odpovídá podmínkám, za kterých je plánováno použití součinitele přestupu tepla.

## Poděkování

Tato práce vznikla za podpory Evropské unie, projektu OP VaVpI č. CZ.1.05/2.1.00/03.0091 – Univerzitní centrum energeticky efektivních budov.

## Použitá literatura

- HOWARD, J.R. *Fluidized Bed Technology: Principles and Applications*. Taylor & Francis, 1989. ISBN 0-8527-4055-7.
- BASU, Prabir. *Combustion and Gasification in Fluidized Beds*. CRC Press, 2006. ISBN 0-8493-3396-2.
- YANG, W.C. *Handbook of Fluidization and Fluid-Particle Systems*. Marcel Dekker Incorporated, 2003. ISBN 0-8247-0259-X.
- INCROPERA, Frank P., DEWITT, David P. *Introduction to Heat Transfer*. Wiley, 2002. ISBN 0-4713-8649-9.
- DLOUHÝ, Tomáš. *Výpočty kotlů a spalinových výměníků*. ČVUT v Praze, 2007. ISBN 978-80-01-03757-7.
- ČERNÝ, Václav, JANEBA, Břetislav, TEYSSLER, Jiří. *Parní kotle*. SNTL, Praha 1983.
- ÇENGEL, Y. A., BOLES, M. A. *Thermodynamics: An Engineering Approach*. Singapore: McGraw-Hill, 2007. ISBN 978-007-125771-8.
- KOORNNEEF, J., JUNGINGER, M., FAAIJ, A. Development of fluidized bed combustion – An overview of trends, performance and cost. *Progress in Energy and Combustion Science*, Volume 33, Issue 1, February 2007, Pages 19-55. ISSN 0360-1285.