



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV PROCESNÍHO A EKOLOGICKÉHO
INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF PROCESS AND ENVIRONMENTAL
ENGINEERING

VÝPOČET TEPELNÉHO TOKU BĚHEM VARU KAPALINY – APLIKACE PRO CHLAZENÍ SPALOVACÍ KOMORY

HEAT FLUX CALCULATION DURING BOILING PROCESS – APPLICATION FOR COOLING
OF COMBUSTION CHAMBER

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

ISTVÁN FÖLDVÁRY

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

ING. JIŘÍ VONDÁL

VLOŽIT ORIGINAL ZADÁNÍ

Abstrakt

Na Ústavu procesního a ekologického inženýrství se nachází dvouplášťová vodou chlazená spalovací komora, jenž slouží pro testování hořáků. Z tohoto důvodu je její účinné chlazení zvláště podstatným problémem. Zároveň je nutné zajistit přesné měření tepelných toků odebraných chladicí vodou. Z toho vychází hlavní cíl zadané bakalářské práce - výpočet nejmenšího množství chladicího média potřebného pro bezpečný provoz komory. Byla provedena souhrnná rešerše mechanismů přenosu tepla, ve které jsou uvedeny také výpočtové vztahy nezbytné ke zvládnutí zadaných cílů práce. Jsou zde popsány základní charakteristiky fázových proměn s důrazem na podrobný rozbor mechanismů varu a vypařování. Ve výpočtové části byla ověřena přítomnost varu na vnitřním plášti. Zejména pomocí podobnostních kritérií byl proveden výpočet součinitele přestupu tepla, z čehož byla v následujícím kroku určena teplota pláště. Byla provedena kontrola na přítomnost bublinkového varu a určen nejmenší potřebný průtok vody pro jednotlivé sekce komory.

Abstract

There is a water-cooled combustion chamber at the Institute of Process and Environmental Engineering, which is used for testing of burners. Effective cooling is a particularly significant problem. It is also necessary to ensure accurate measurement of wall heat flux extracted by the cooling water. Therefore the main aim of the thesis is calculation of the minimum flow rate of cooling media required for safe operation of the combustion chamber. A comprehensive review of the heat transfer mechanisms was performed. Description is provided for the basic characteristics of phase changes with an emphasis on detailed analysis of mechanisms of boiling and evaporation. The presence of boiling at the water-side wall in the inner mantle was verified in the calculation part. Computation of the heat transfer coefficient was done by using the similarity methods. Temperature of the wall was then evaluated. A control on the presence of nucleate boiling was performed and the required minimum flow rate was determined for each section of the chamber.

Klíčová slova

Keywords

Spalovací komora

Combustion chamber

Tepelný tok

Heat flux

Teplota stěny

Wall temperature

Přenos tepla

Heat transfer

Var

Boiling

Bibliografická citace

FÖLDVÁRY, I. *Výpočet tepelného toku během varu kapaliny – aplikace pro chlazení spalovací komory.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 43 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Jiří Vondál.

Prohlášení o původnosti

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci vypracoval samostatně pomocí uvedené literatury pod vedením vedoucího bakalářské práce.

V Brně, 24. května 2012

.....

(podpis)

Poděkování

Chtěl bych poděkovat vedoucímu práce Ing. Jiřímu Vondálovi za pomoc, ochotu, trpělivost a rady při psaní této práce.

OBSAH

Seznam symbolů	- 7 -
1. Úvod	- 9 -
2. Experimentální spalovací komora	- 10 -
2.1 Geometrie komory	- 10 -
3. Základy přenosu tepla	- 12 -
3.1 Přenos tepla vedením (kondukce)	- 12 -
3.2 Přenos tepla prouděním (konvekce)	- 13 -
3.3 Přenos tepla sáláním	- 15 -
3.4 Teorie podobnostních kritérií	- 15 -
4. Skupenství látek	- 17 -
4.1 Var a vypařování	- 17 -
4.2 Var ve velkém objemu	- 17 -
4.2.1 Přirozená konvekce	- 18 -
4.2.2 Bublincový var	- 19 -
4.2.3 Přechodný var - první krize varu	- 21 -
4.2.4 Blánový var	- 22 -
4.3 Konvektivní var	- 22 -
5. Výpočet součinitele přestupu tepla a teploty stěny bez uvažování varu	- 23 -
5.1 Určení termofyzikálních vlastností	- 24 -
5.2 Výpočet podobnostních charakteristik	- 26 -
5.3 Shrnutí výsledků	- 31 -
6. Výpočet součinitele přestupu tepla a teploty stěny s uvažováním varu	- 32 -
6.1 Výpočet teploty stěny	- 32 -
6.2 Výpočet nejmenšího průtoku vody	- 35 -
6.3 Kontrola přítomnosti bublincového varu	- 36 -
6.4 Kontrola teploty vnitřní strany pláště	- 37 -
6.5 Shrnutí výsledků	- 38 -
7. Závěr	- 39 -
Seznam použité literatury	- 41 -
Seznam příloh	- 43 -

Seznam symbolů

Symbol	Význam	Jednotka
a	součinitel pro výpočet Nusseltova čísla	[-]
b	součinitel pro výpočet Nusseltova čísla	[-]
C	konstanta	[-]
C_1	konstanta	[-]
C_2	konstanta	[-]
C_3	konstanta	[-]
C_4	konstanta	[-]
C_5	konstanta	[-]
c_p	tepelná kapacita	kJ/kg. K
c_{psat}	tepelná kapacita při teplotě nasycení	kJ/kg. K
C_{sf}	konstanta vlastnosti povrchu	[-]
d	tloušťka stěny	m
D_h	hydraulický průměr	m
f	pomocná hodnota pro výpočet Nusseltova čísla	[-]
F_{PF}	tlakový korekční součinitel	[-]
$f(pr)$	korekční součinitel poměru tlaků	[-]
h	výška kanálu	m
l	délka sekce	m
m	konstanta	[-]
n	konstanta	[-]
nf	exponent pro tepelný tok	[-]
Nu	Nusseltovo číslo	[-]
Nu_{min}	Nusseltovo číslo při minimálním průtoku vody	[-]
O	smáčený obvod	m
p	tlak	bar, Pa
p_a	atmosférický tlak	Pa
p_c	kritický tlak	bar
p_r	poměr tlaků	[-]
Pr	Prandlovo číslo	[-]
Pr_{sat}	Prandtlovo číslo při minimálním průtoku vody	[-]
Q	absorbované teplo	W
q	tepelný tok	kW/m ²
q_0	mění tepelný tok	W/m ²
r_1	vnější poloměr pláště komory	m
r_2	vnitřní poloměr pláště komory	m
Re	Reynoldsovo číslo	[-]
Re_{min}	Reynoldsovo číslo při minimálním průtoku vody	[-]
R_p	drsnot povrchu	μm
R_{po}	měrná drsnot povrchu	μm
r_{stred}	stření poloměr	m

S	plocha pláště sekce	m ²
S _{průřez}	plocha průřezu kanálu chladiva	m ²
ΔT	rozdíl teplot	K
ΔT _{min}	rozdíl teplot při minimálním průtoku vody	K
ΔT _{var}	rozdíl teplot při varu	K
T	teplota	K
T ₂	teplota vody na výstupu	K
T ₅₁	teplota na vnitřním poloměru pláště komory	K
t ₅₁	teplota na vnitřním poloměru pláště komory	°C
T ₅₂	teplota na vnějším poloměru pláště komory	K
T _{pov}	teplota povrchu	K
T _{sat}	teplota nasycení	K
T _{stěny}	teplota stěny kanálu	K
t _{stěny}	teplota stěny kanálu	°C
T _{stěnymin}	teplota stěny pláště při minimálním průtoku vody	K
T _{vstup}	teplota vody při vstupu do kanálu	K
w	rychlost proudění	m/s
w _{min}	rychlost proudění při minimálním průtoku vody	m/s
v	objemový průtok	m ³ /s
v _{min}	minimální objemový průtok	m ³ /s
α	součinitel přestupu tepla	W/m ² K
α _{kritické}	součinitel přestupu tepla při přechodu na přechodový var	W/m ² K
α _L	součinitel přestupu tepla pro jednofázový tok kapaliny při teplotě nasycení	W/m ² K
α _{min}	součinitel přestupu tepla při minimálním průtoku vody	W/m ² K
α _{TP}	součinitel přestupu tepla dvoufázového toku	W/m ² K
α _{TPmin}	součinitel přestupu tepla dvoufázového toku při minimálním průtoku vody	W/m ² K
α _v	součinitel přestupu tepla varu ve velkém objemu	W/m ² K
η	dynamická viskozita	Pa.s
η _{sat}	dynamická viskozita při teplotě nasycení	Pa.s
λ	tepelná vodivost	W/mK
λ ₁₁₅₂₃	tepelná vodivost pro ocel 11523	W/mK
λ _{sat}	tepelná vodivost při teplotě nasycení	W/mK
ν	kinematická viskozita	m ² /s
ν _{sat}	kinematická viskozita při teplotě nasycení	m ² /s
ρ	hustota	kg/m ³
ρ _{sat}	hustota při teplotě nasycení	kg/m ³

Jakákoliv modifikace veličin se seznamů symbolů číslicemi 1 až 7 znamená, že veličiny platí pro jednotlivé sekce jedna až sedm.

1. Úvod

Bakalářská práce se věnuje problematice varu chladicí vody a s tím spojeného přestupu tepla v plášti spalovací komory určené pro zkoušení hořáků. Experimentální spalovací komora patří pod Ústav procesního a ekologického inženýrství.

Předmětem práce je určení teploty stěny komory analytickým výpočtem, zpracování výpočtu vhodným způsobem pro snadné určování výstupních veličin v závislosti na provozních parametrech, rozbor varu z hlediska využití při chlazení, stanovení minimálního průtoku chladicí kapaliny protékající pláštěm komory a shrnutí nutných teoretických poznatků v oblasti varu. Pro provedení výpočtů byl použit matematický software Mathcad [4].

Bakalářská práce se dá rozdělit do dvou větších celků. Stručnou charakteristikou samotné komory se zabývá první kapitola, a patří sem i kalkulace charakteristických rozměrů kanálu chladicí kapaliny. Následuje výklad teoretického základu obecného přenosu tepla vedením a prouděním, objasnění aplikace podobnostních kritérií, rozepsání mechanismů fázových proměn a charakteristik varu, jako dominantního jevu odehrávajícího se při chlazení komory.

V druhé, praktické části práce se provedlo srovnání podobnostních kritérií z různých zdrojů, proběhl kontrolní výpočet na ověření přítomnosti bublinkového varu a určil se nejmenší průtok vody potřebný k bezpečnému chlazení komory při zadaných provozních podmínkách.

2. Experimentální spalovací komora

Předmětem práce je dvouplášťová vodou chlazená horizontální komora kruhového průřezu na testování průmyslových hořáků. Chladicí kapalina proudí v meziplášti. Rychlost u stěny je zvýšena šroubovicí, jež zabraňuje vodě vytvářet zkratový proud. Je vhodná pro zkoušení hořáků do maximálního nominálního výkonu 2,5 MW. Poměr průměru a délky komory je 1:4.



Obrázek 1 Horizontální spalovací komora UPEI.

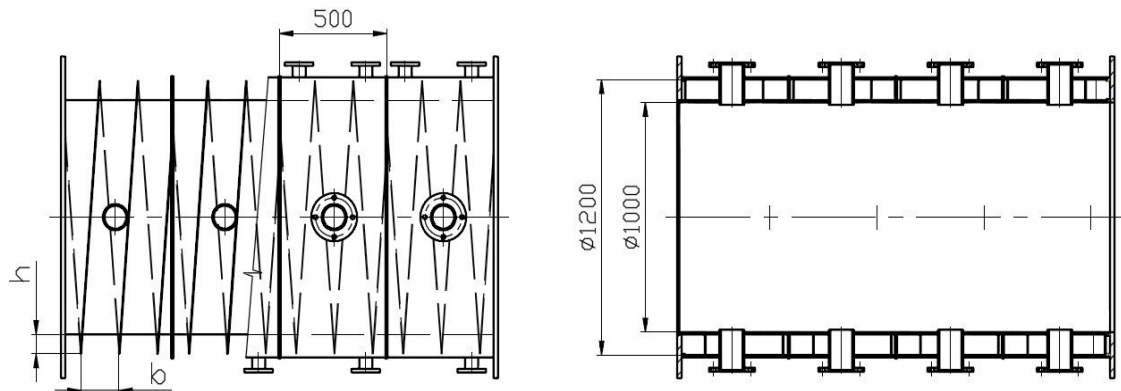
2.1 Geometrie komory

Komora se skládá ze třech větších částí. První je rozdělena na čtyři menší sekce, druhá na dvě a třetí sekce už není rozdělena. Každá sekce má délku půl metru, s výjimkou poslední, která je dvakrát tak dlouhá. U každé sekce je možnost pozorovat činnost hořáku díky průhledítkům instalovaným po celé délce komory. Čela komory jsou izolované [5].

Výpočet plochy průtočného průřezu a hydraulického průměru

Uvažujme, že šroubovice kanálu se dotýká vnitřní strany stěny komory, pak výška průtočného průřezu bude 10 cm. V reálu se tohle tvrzení nezakládá na skutečnosti, a to z důvodů, že kvůli vysokým teplotám je nutná montáž s určitou ponechanou konstrukční vůlí. Je možné zpozorovat menší rozdíl v geometrii u první a poslední sekce, příčinou je izolace použitá v těchto místech. Tento

rozdíl u výpočtu zanedbáme, plochu považujeme jako stejnou pro všechny sekce.



Obrázek 2 Schéma první části komory

Pro výpočet některých podobnostních čísel je nutné určit charakteristický rozměr. V kruhovém kanálu to bude průměr, ale průřez šroubovice má obdélníkový tvar, proto potřebujeme aplikovat tyto vztahy na kanál obdélníkového průřezu. Jako charakteristický rozměr použijeme hydraulický průměr, který poskytuje dobrý základ pro výpočet přibližné hodnoty součinitele přestupu tepla v nekruhových kanálech. Hydraulický průměr je definován [6]:

$$D_h = \frac{4S}{O} \quad (1)$$

$S_{průřez}$ je plocha a O je smáčený obvod obecného nekruhového kanálu, pak pro náš případ je to plocha průtočného průřezu a obvod je nutno dopočítat:

$$b = 175 \text{ mm}$$

$$h = 100 \text{ mm}$$

$$S_{průřez} = b \cdot h = 0,0175 \text{ m}^2 \quad (2)$$

$$O = 2(b + h) = 0,55 \text{ m} \quad (3)$$

$$D_h = \frac{4S_{průřez}}{O} = 0,127 \text{ m} \quad (4)$$

Z důvodů identické geometrie je hydraulický průměr stejný pro všechny sekce komory.

3. Základy přenosu tepla

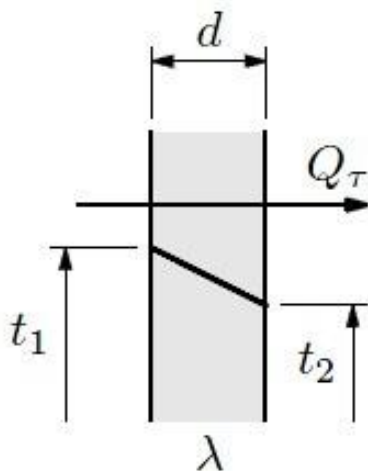
Teorie přenosu tepla vychází z obecných zákonů fyziky. Jedná se o jev, přičemž se teplo přenáší z látek s vyšší teplotou, za předpokladu existence teplotního gradientu, na látky s menší teplotou. Molekuly, které se pohybují rychleji, přenášejí část své kinetické energie na molekuly, jenž se pohybují pomaleji. Z vyšší rychlosti plyne vyšší energie částice. Obecně, ztráta tepla u látky s vyšší teplotou se rovná množství tepla přijatého chladnější látkou, jestliže zanedbáme ztráty do okolního prostředí. Přenos tepla se popisuje třemi základními způsoby:

- přenos tepla vedením (kondukcí)
- přenos tepla prouděním (konvekce)
- přenos tepla zářením (sálání)

3.1 Přenos tepla vedením (kondukcí)

Jedná se o způsob šíření tepla přednostně v pevných látkách, ale i v kapalinách a plynech. Srážkami kmitajících částic dochází k předání kinetické energie. Tyto částice jsou atomy u pevných látek a molekuly u látek kapalných a u plynů. Při přenosu tepla vedením se teplo odevzdává přímým dotykem nebo prostřednictvím vazebních sil.

Základy vedení tepla popisuje tzv. Fourierův zákon. Fourierův zákon nebyl teoreticky odvozen, je to empirický vztah.



Obrázek 3 Vedení tepla jednodušší stěnou.[7]

$$\dot{q} = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (5)$$

Pro stacionární vedení tepla jednodušší stěnou:

$$Q = -\lambda S \frac{\Delta T}{d}$$

Tok tepla je přímo úměrný teplotnímu gradientu, koeficientem úměrnosti je fyzikální vlastnost nazývaná součinitel tepelné vodivosti (λ). Tepelný tok probíhá ve směru největšího teplotního spádu.

3.2 Přenos tepla prouděním (konvekce)

Jestliže proudí hmota o nehomogenní teplotě, dochází k promíchávání částí s odlišnou teplotou a tím k přenosu tepla konvekcí. Je to forma sdílení tepla mezi tepelně vodivým povrchem a prostředím (např. topení radiátorem – vzduch proudí okolo horkého radiátoru a ohřívá se, automobil obtékán vzduchem). Teplo je přenášeno kombinací více typů přenosů, v tekutinách dochází k přenosu tepla prouděním a vedením současně, dominantní formou přenosu je však přenos formou proudění.

Přirozená konvekce

Je důsledkem rozdílu hustot vyvolaným rozdílem teplot, vzniklá Archimédova síla způsobí pohyb teplejších a tím pádem i lehčích částic proti směru gravitační síly. Přirozená konvekce se vyskytuje:

- bez změny skupenství
- se změnou skupenství

Nucená konvekce

Vzniká působením vnějších sil na tekutinu.

- nucená konvekce při vnějším proudění (těleso je obtékáno tekutinou),
- nucená konvekce při vnitřním proudění (proudění uvnitř uzavřeného prostoru),
- nucená konvekce bez přeměny skupenství,
- nucená konvekce s proměnou skupenství (var, kondenzace),

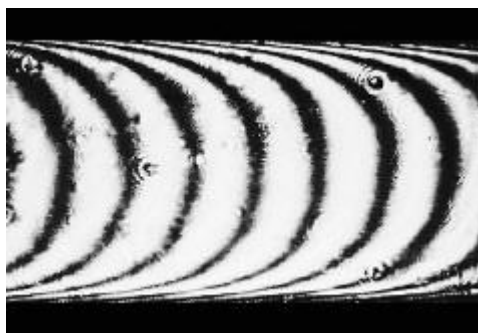
Typy proudění viskózní kapaliny

Proudění tekutiny je pohyb, při kterém částice současně vykonávají svůj chaotický pohyb a posouvají se ve směru proudění, který vždy směřuje do místa s menším tlakem. Dle rozdělení podle fyzikálních vlastností rozlišujeme ideální (nestlačitelné, neviskózní) a skutečné kapaliny (stlačitelné, viskózní kapaliny).

Viskózní (vazká) kapalina je typ kapaliny s uvažovaným nenulovým vnitřním třením.

Laminární proudění

Částice kapaliny se pohybují vedle sebe ve vrstvách, dráhy jednotlivých částic jsou rovnoběžné, kapalina se nemíchá (Obr. 4), je to jev typický pro nižší hodnoty rychlosti proudění a menší intenzitu přestupu tepla.



Obrázek 4 Laminární proudění.[8]

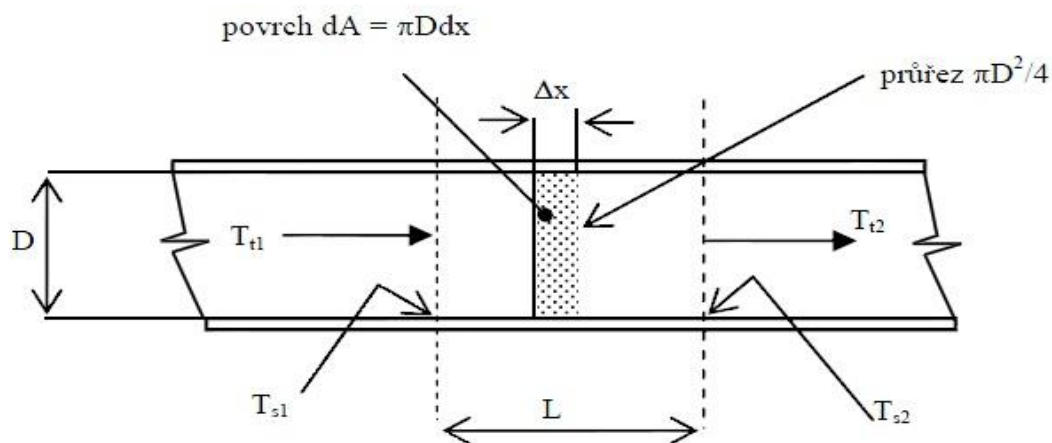
Turbulentní proudění

Dochází k promíchávání kapaliny, proudění je nestacionární, částice kapaliny nepravidelně mění rychlost (Obr. 5). Turbulence se objevuje při vyšších rychlostech proudění. V technické praxi se s touto formou proudění setkáme daleko častěji, jak s laminárním prouděním. S přítomností turbulence se zintenzivní také přestup tepla.



Obrázek 5 Turbulentní proudění.[8]

Tepelný tok při přestupu tepla prouděním v potrubí



Obrázek 6 Proudění v kanálech.[9]

Měrný tepelný tok přenášený při přestupu tepla prouděním mezi povrchem a tekutinou je dán Newtonovým zákonem ochlazování [10].

$$\dot{q} = \alpha(T_{pov} - T_t) \quad (6)$$

Velikost součinitele přestupu tepla je závislá zejména na druhu proudění kapaliny.

3.3 Přenos tepla sáláním

S přestupem tepla sáláním se nebudeme zabírat, totiž v našem případě proudí v kanálech jako chladicí médium voda, která má vlastnosti přibližující se neprůteplivým látkám pro které se přestup tepla radiací uskutečňuje pouze v povrchové vrstvě. Vliv sálání bude na rozdíl od konvekce tak malý, že proces zanedbáme.

3.4 Teorie podobnostních kritérií

Ze zadání bakalářské práce vyplývá, že v našem případě se jedná o nucenou konvekci při vnitřním proudění se změnou skupenství, průřez potrubí chladicí kapaliny je obdélníkového tvaru. Pro úspěšnost výpočtu je nezbytné určit součinitel přestupu tepla. Hodnota součinitelů přestupu tepla je ovlivněna spoustou fyzikálních vlastností a charakteristik proudění (tvar kanálu, tlak, typ a rychlost proudění...atd.). Z důvodů vysoké náročnosti řešení diferenciálních rovnic proudění a přestupu tepla je jednodušší a rychlejší forma získání součinitele přestupu tepla použitím teorie podobnostních kritérií.

Kritéria podobnosti jsou bezrozměrné veličiny pro určování hydrodynamické, termokinetické a geometrické podobnosti fyzikálních procesů. Tyto procesy je možné matematicky vyjádřit rovnicemi identického tvaru a obsahu [11].

Mezi základní hydrodynamická podobnostní čísla patří i Reynoldsovo kritérium, popisující poměr setrvačných sil a sil molekulárního tření. Hodnoty Reynoldsova čísla udávají i typ proudění kapaliny.

Reynoldsovo kritérium $R_e = \frac{w \cdot D_h}{\nu}$ (7)

Orientační hodnoty Reynoldsova čísla (platí pro proudění v trubce):

$R_e < 2300$	laminární proudění
$2300 < R_e < 10^4$	přechodová fáze
$R_e > 10^4$	plně rozvinuté turbulentní proudění

Pro nás důležité termokinetické podobnostní kritéria jsou Prandtlovo a Nusseltovo číslo. Prandtlovo číslo vyjadřuje fyzikální podobnost tekutin při

proudění, je měřítkem podobnosti rychlostních a teplotních polí. Nusseltovo číslo vyjadřuje poměr přenosu tepla vedením a prouděním. V technické literatuře jsou Nusseltova čísla ve většině případů zadány jako funkce Reynoldsovo a Prantlovo číslo.

Prandtlovo kritérium $P_r = \frac{\eta c_p}{\lambda}$ (8)

Nusseltovo kritérium $N_u = \frac{\alpha L}{\lambda}$ (9)

$$N_u = f(R_e, P_r)$$

$$N_u = C \cdot R_e^m \cdot P_r^n$$

Hodnoty konstant C,m,n je možno odvodit z řešení diferenciálních rovnic, nebo získat experimentálním způsobem.

4. Skupenství látek

Všechna tělesa kolem nás tvoří nějaké látky, které se skládají z molekul a atomů uspořádaných v jakémsi systému. Má-li v rovnovážném stavu tato soustava molekul stejné chemické a fyzikální vlastnosti, jedná se o fázi. Mezi fáze patří i jednotlivá skupenství. Když látka za určitých specifických podmínek projde z jedné fáze do druhé, hovoříme o fázové změně, z toho vyplývá, že skupenské přeměny jsou určitým speciálním případem fázových změny.

Z hlediska vnitřního uspořádání hmoty můžeme rozdělit látky na tuhé, kapalné, plynné a plazmu.

Tuhé látky charakterizuje malá vzdálenost mezi částicemi, které vytvářejí pevně fixované struktury, z toho plyne vysoká hustota, malá pohyblivost částic, stálý tvar a objem, a zanedbatelná tepelná roztažnost a stlačitelnost. Síly mezi částicemi tuhé látky jsou větší, než síly působící na jejich rozpad.

Podobně u kapalných látek je malá vzdálenost mezi částicemi, které však už nejsou pevně fixovány. Vnitřní síly udržují částice v trvalém styku, ale molekuly jsou navzájem posunutelné. Z těchto vlastností plyne přibližně neměnný objem, který se však už tvarem přizpůsobuje nádobě, ve které se nachází. Látky v kapalném stavu si uchovávají relativně vysokou hustotu.

Plynné látky vystihuje velká vzdálenost mezi částicemi, vyplňují celý prostor, který mají v dispozici. Pohyb částic je chaotický, hustota je nízká, objemová stlačitelnost a tepelná roztažnost je značná.

Plazma je ionizovaný plyn složený z elektronů a iontů, vzniká odtržením elektronů z elektronového obalu plynů. Je elektricky vodivá. Přejít plyn na plazmu je přechodný.

V případě naší práce se budeme zabývat změnami skupenství vody za vyšších teplot, tedy s varem a kondenzací.

4.1 Var a vypařování

Dle umístění výhřevní plochy a pohybu kapaliny rozeznáváme:

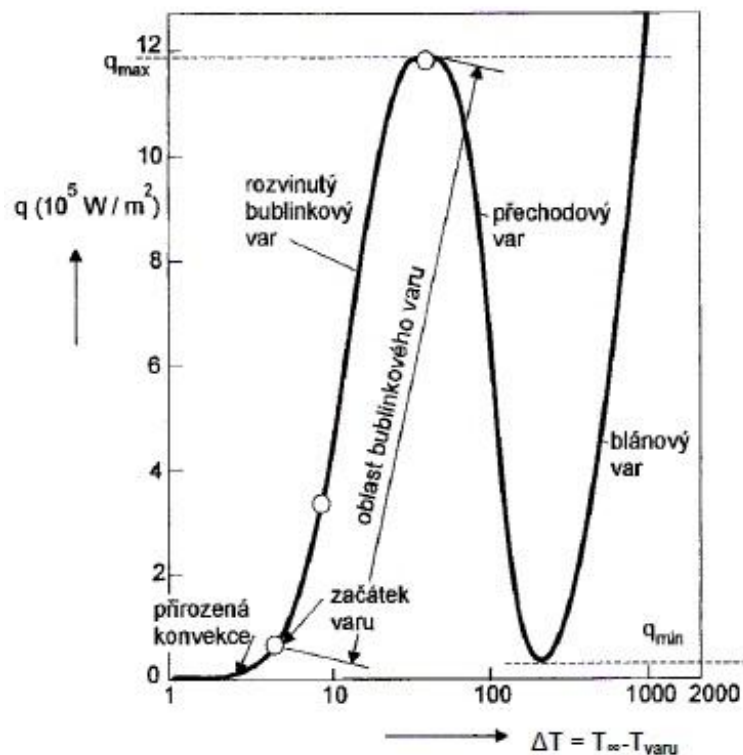
- var ve velkém objemu (objemový var)
- var při nucené konvekci (konvektivní var)

4.2 Var ve velkém objemu

Výhřevná soustava je umístěna pod volnou hladinou. Kapalina v otevřené nádobě jistou rychlostí v závislosti na teplotě zmenšuje svůj objem, z povrchu se do okolí dostávají její částice páry. Tomuhle jevu říkáme vypařování. Když se do kapaliny zavede tepelný tok, vypařování se urychlí.

Při ohřátí nad teplotu sytosti se na rozhraní plochy výhřevné soustavy a kapaliny začínají tvořit bublinky páry, jejichž pohyb směřuje k volné hladině. Ke tvoření bublin dochází v celém objemu kapaliny. Dojde k náhlému rozrušení a zesílenému konvektivnímu pohybu kapaliny, jehož důsledkem bude nárůst hodnot přenášeného tepelného toku a vysoké hodnoty součinitele přestupu tepla. Při velkém tepelném zatížení plochy výhřevné soustavy může dojít ke vzniku souvislé blány páry a ke kritickému varu, čímž se výrazně zmenší přenos tepla u výhřevné plochy a vzroste její teplota.

Režimy varu se dají zobrazit v typické křivce varu ve velkém objemu (Obr. 7). Křivka je odvozena z experimentu Nukiyamy, který pomocí topného drátu přivedl vodu do stavu nad teplotou sytosti, přičemž pozoroval tepelný tok dodávaný do vody a současně teplotu výhřevné plochy. Při jistém vysokém tepelném toku se drát rozžhavlil a došlo k rychlému nárůstu teploty drátu. Pak při snížení tepelného toku došlo ke klesání teploty drátu až při hodně nižší hodnotě tepelného toku jaky byla pozorována při rozžhavení materiálu. Po pár letech experiment zopakoval pomocí syté vodní páry při různých tlacích, tedy nezávisle na přiváděném tepelném toku a obdržel křivku objemového varu.



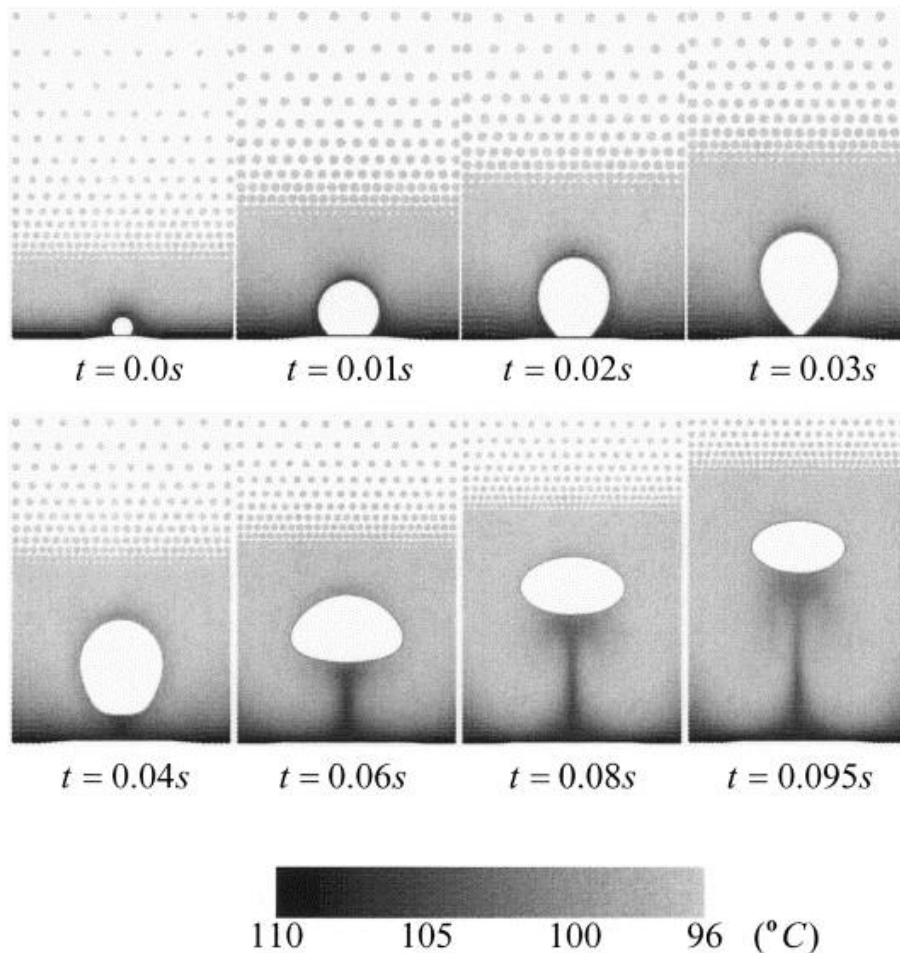
Obrázek 7 Křivka varu ve velkém objemu[12]

4.2.1 Přirozená konvekce

Odpar probíhá z volné hladiny, teplota kapaliny nedosahuje teplotu sytosti.

4.2.2 Bublincový var

S růstem tepelného toku teplota povrchu T_w převyší rovnovážnou teplotu nasycení při daném tlaku. Na povrchu se postupně vyvíjí plně rozvinutý bublincový var. Na výhřevné ploše se zákonitě vyskytují trhlinky a nerovnosti, ve kterých důsledkem působení povrchového napětí vzniknou plynové kapsy, které slouží jako varná jádra. Hlavně tyto místa nerovností povrchu budou zdroji vzniku parních bublinek. Bublinky jsou nestabilní, rostou s vydělováním páry z kapaliny, k růstu je potřebná určité množství energie, proto je nutné přivádět teplo do povrchové vrstvy obklopující parní bublinku. Na počátku je velikost těchto bublinek hodně malá. K přenosu tepla dochází vedením z přehřáté kapaliny. Nejintenzivnější nárůst rozměru bublinek je možné pozorovat v první fázi růstu. Na bublinku páry působí vztaková síla, která se snaží odtrhnout bublinku od výhřevné plochy, na které jí drží povrchové napětí. Maximální velikost parní bublinky v okamžiku odtržení od výhřevné plochy je o několik řádů větší než velikost při vzniku, tento nárůst se odehrál za krátkou dobu (Obr. 8), z čeho plyne výbušný profil varu a pulzační přemísťování páry a kapaliny v mezní vrstvě, kde dochází aj nejvýraznějšímu přenosu tepla. Tento konvektivní pohyb způsobuje drtivou většinu, až 98% přenášeného tepelného toku. Pro součinitel přestupu tepla bublincového varu se v literatuře udávají různé empirické vztahy, obecně, je to funkce tlaku, přivedeného tepelného toku a materiálových charakteristik vytápěcího povrchu.



Obrázek 8 Růst a odtržení bubliny[14]

Výběr několika rovnic pro výpočet součinitele přestupu tepla při bublinkovém varu:

Rohsenowova [14] rovnice:

$$Nu = \frac{1}{C_{sf}} Re^{1-n} Pr^{-m} \quad (10)$$

$$m = 0,7 \quad n = 0,33$$

S Rohsenowovou rovnicí se pomocí zadaného tepelného toku snadno určí součinitel přestupu tepla, potřebujeme však znát konstantu C_{sf} , která vyjadřuje vlastnosti rozhraní povrch-kapalina, její typické hodnoty se pohybují mezi 0,0025 až 0,015, ale přesnou hodnotu pro náš případ nemáme k dispozici.

Mostinskiho [14] rovnice:

Když neznáme povrchové vlastnosti, můžeme použít Mostinskiho rovnici.

$$\alpha = 0,106 p_c^{0,69} q^{0,7} f(p_r) \quad (11)$$

$$p_r = \frac{p}{p_c}$$

$$f(p_r) = 1,8 p_r^{0,17} + 4 p_r^{1,2} + 10 p_r^{10} \quad (12)$$

Z hlediska výpočtu je nenáročná, ovšem očekává se menší přesnost kvůli nezahrnutí vlastností povrchu výtopné plochy. Kritický tlak p_c se dosazuje v barech.

Gorenflova [15] rovnice pro vodu:

Gorenflova rovnice pomocí drsností zahrnuje ve výpočtu také vlastnosti povrchu.

$$\alpha = \alpha_0 F_{PF} \left(\frac{q}{q_0} \right)^{nf} \left(\frac{R_p}{R_{po}} \right)^{0,133} \quad (13)$$

Jako referenční hodnoty za normálových podmínek se aplikují drsnost povrchu $R_{po} = 0,4 \mu\text{m}$, tepelný tok $q_0 = 20\,000 \frac{\text{W}}{\text{m}^2}$ a součinitel přestupu tepla $\alpha_0 = 5600 \frac{\text{W}}{\text{m}^2\text{K}}$.

Tlakový korekční součinitel:

$$F_{PF} = 1,73 p_r^{0,27} + \left(6,1 + \frac{0,68}{1-p_r} \right) p_r^2 \quad (14)$$

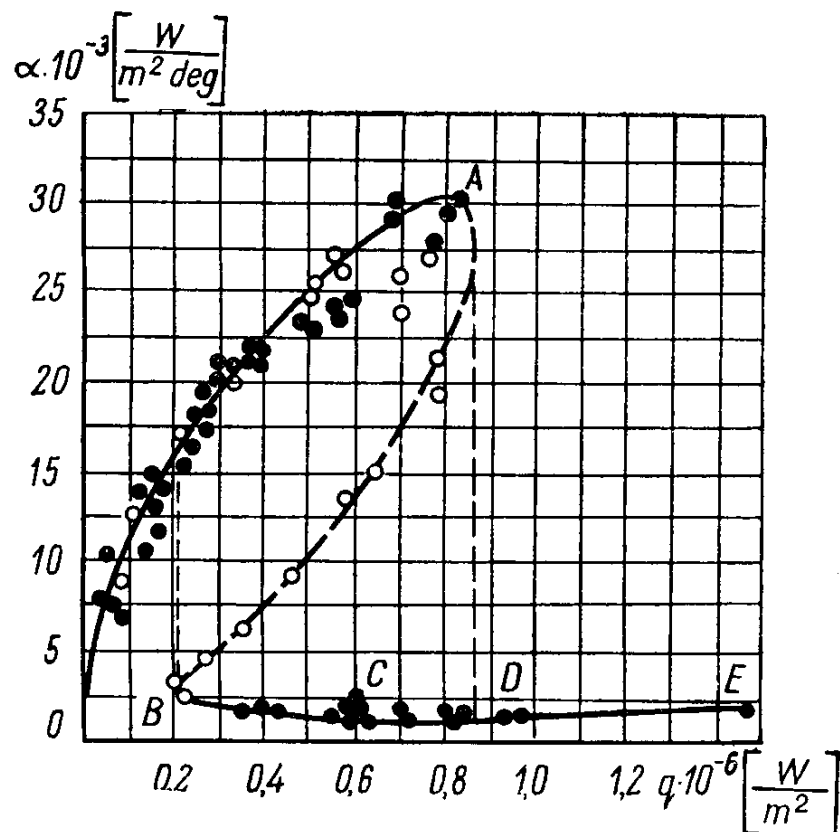
Exponent nf pro tepelný tok:

$$nf = 0,9 - 0,3 p_r^{0,15} \quad (15)$$

Gorenflava rovnice se dá aplikovat pro rozmezí $0,0005 < p_r < 0,95$.

4.2.3 Přejídný var - první krize varu

Se zvětšováním tepelného zatížení výhřevné plochy se zvýší i rychlost růstu parních bublinek, vzroste frekvence přítoku vody s nižší teplotou do mezní vrstvy, zintenzívni se přenos tepla a zvýší se hodnoty součinitele přestupu tepla. Hodnota součinitele přestupu tepla se však zvyšuje jen do určité hodnoty, až tepelné zatížení dosáhne tzv. kritického tepelného zatížení, kritického teplotního toku. Pak se v důsledku velice intenzívního proudění parních bublinek vytvoří souvislá parná blána, která klade velký odpor vůči přenosu tepla. Po překročení kritického tepelného zatížení hodnota součinitele přestupu tepla prudce klesne a pak jenom pomalu roste. Dochází ke kritickému varu kapaliny, účinnost přenosu tepla klesá a teplota stěny výrazně vzroste, až může dojít k poškození. Kritická hodnota součinitele přestupu tepla vody dosahuje při atmosférickém tlaku hodnotu přibližně $\alpha = 30\,000\text{ W/m}^2\text{K}$ (Obr. 9), hodnota kritické tepelné zatížení je přibližně $\dot{q}_{kr} = 9 \cdot 10^5\text{ W/m}^2$, ovšem tyto hodnoty se vzrůstem tlaku prudce porostou, maxima dosáhnou přibližně při poměrech tlaků $\frac{p}{p_c} = \frac{1}{3}$ [16].



Obrázek 9 Součinitel přestupu tepla z výparné plochy do vroucí kapaliny při atmosférickém tlaku jako funkce tepelného zatížení [16]

4.2.4 Blánový var

V režimu blánového varu poklesli hodnoty součinitele přestupu tepla a současně došlo ke zvýšení teploty výhřevné plochy. Avšak při následujícím snižování tepelného toku se blánový var zachová i při menším zatížení, než je kritická hodnota.

4.3 Konvektivní var

Z předchozích kapitol je už známo, že nucená konvekce zapříčiní vzrůst přenosu tepla. Jiný, jako bublinkový typ varu není přípustný z důvodu, že při přechodu na blánový var by při vytvoření tepelně nevodivé parné blány mohlo dojít k poškození spalovací komory, tzv. burnoutu. Z tohoto důvodu se provede kontrola součinitele přestupu tepla s uvažováním varu u nejméně zatížené sekce. Pro získání součinitele přestupu tepla při rozvinutém bublinkovém varu, se použije Kutakaladzeho vztah[12]:

$$\frac{\alpha_{TP}}{\alpha_L} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_V}{\alpha_L}\right)^2} \quad (16)$$

Kde:

$\alpha_{TP} [W/m^2K]$	součinitel přestupu tepla pro dvoufázový tok
$\alpha_L [W/m^2K]$	součinitel přestupu tepla pro jednofázový tok s kapalinou při T_{sat}
$\alpha_V [W/m^2K]$	součinitel přestupu tepla pro var ve velkém objemu

5. Výpočet součinitele přestupu tepla a teploty stěny bez uvažování varu

Součinitel přestupu tepla a teplota vnitřní strany stěny jsou vypočteny z tepelného zatížení povrchu komory. Postup výpočtu vychází z teorie podobnostních kritérií rozpracovaných v předcházejících kapitolách s důrazem na použití Reynoldsova, Nusseltova a Prandtlova kritéria.

Zadané, experimentálně zjištěné hodnoty jsou uvedeny v Tab. 1 a zobrazeny v Grafu 1.

Tabulka 1 Zadané parametry.

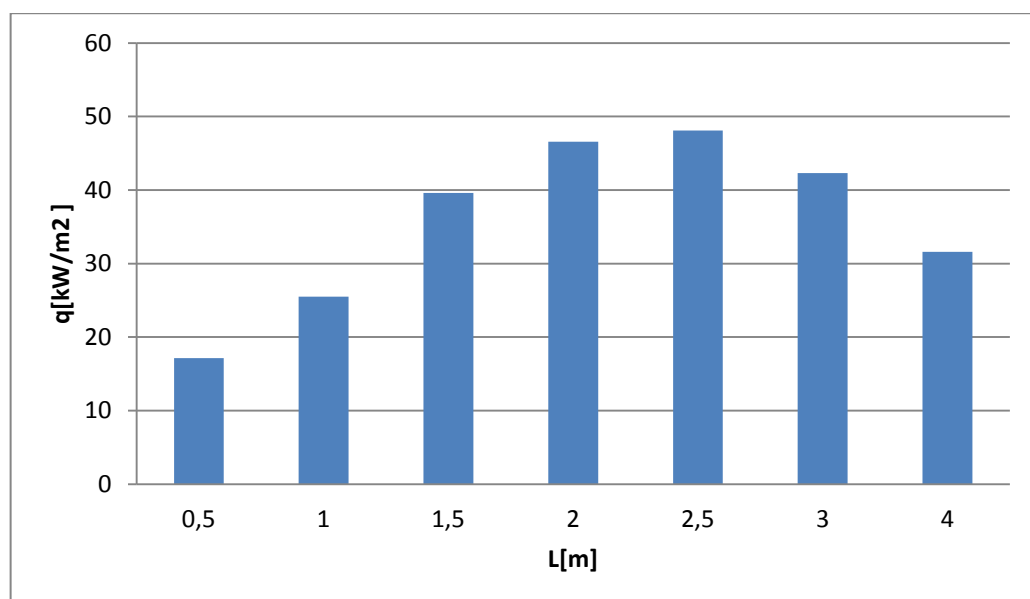
	$q[\text{kW}/\text{m}^2]$	$\dot{v} [\text{m}^3/\text{s}]$	$T_{vstup}[\text{K}]$	$T_2[\text{K}]$
Sekce 1	17,16	$9,052 \cdot 10^{-4}$	292,65	298,36
Sekce 2	25,51	$9,339 \cdot 10^{-4}$	292,65	302,93
Sekce 3	39,60	$8,969 \cdot 10^{-4}$	292,65	309,29
Sekce 4	46,56	$1,006 \cdot 10^{-3}$	292,65	310,1
Sekce 5	48,11	$9,478 \cdot 10^{-4}$	292,65	311,8
Sekce 6	42,29	$9,269 \cdot 10^{-4}$	292,65	309,85
Sekce 7	31,575	$9,638 \cdot 10^{-4}$	292,65	317,39

Hodnota absolutního tlaku v kanálu je $p_a = 236,4 \text{ kPa}$, z čeho plyne také hodnota teploty nasycení $T_{sat} = 125,5976 \text{ }^\circ\text{C}$.

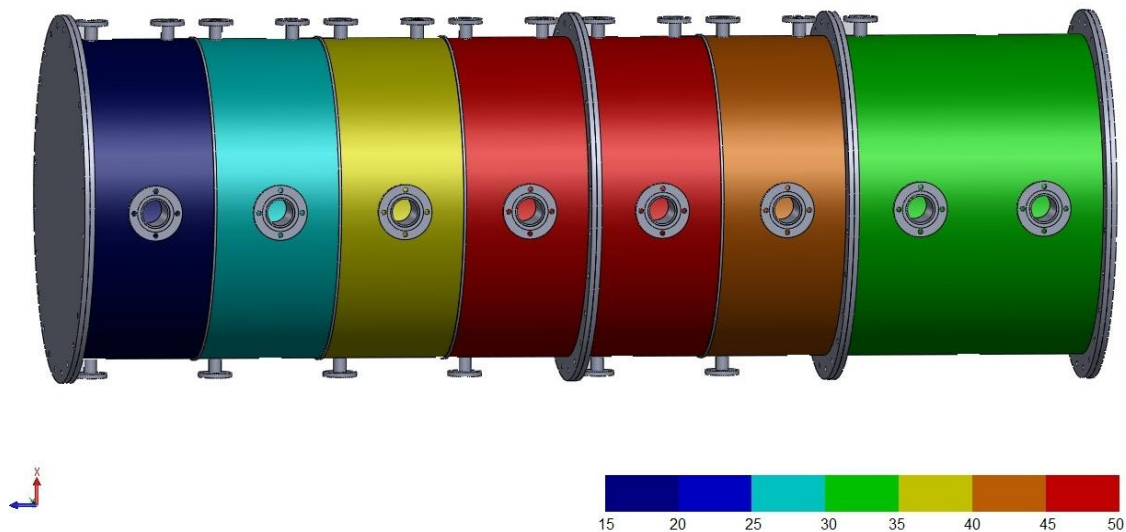
kde:

$T_{vtup} [\text{K}]$ vstupní teplota vody

$T_2 [\text{K}]$ výstupní teplota vody



Graf 1 Teplotní zatížení komory.



Obrázek 7 Tepelné zatížení pláště komory.

Pro zvládnutí výpočtu podobnostních kritérií bude nutné zjistit také další parametry vlastností komory jako plocha průtočného průřezu, hydraulický průměr kanálu proudící kapaliny a střední průměrnou teplotu vody, tj. pro nás určující teplotu pro výpočet veličin dosazovaných do kritériálních rovnic.

5.1 Určení termofyzikálních vlastností

Zprůměrování vstupních a výstupních teplot jednotlivých sekcí

$$T_n = \frac{T_{vstup} + T_{2n}}{2} \quad (17)$$

Pomocí získaných teplot se stanoví základní termofyzikální vlastnosti vody v závislosti na střední teplotě. Zejména se jedná o kinematickou viskozitu, která je potřebná do vzorce pro zjištění Reynoldsových čísel, dynamickou viskozitu a měrné tepelné kapacity pro určení Prantlova čísla, a tepelnou vodivost vody důležitou při výpočtu součinitele přestupu tepla.

Určení kinematické viskozity vody

V prvním kroku si určíme dynamickou viskozitu vody podle vzorce [17]

$$\eta = \exp[C_1 + C_2/T + C_3 \cdot \ln(T) + C_4 \cdot T^{C_5}] \quad [Pa \cdot s] \quad (18)$$

Kde C_1, C_2, C_3, C_4, C_5 jsou experimentálně zjištěné konstanty a T teplota v kelvinech. Jednotka dynamické viskozity $[Pa \cdot s]$ je ekvivalentní s jednotkami $[N \cdot s/m^2]$ a $[kg/(m \cdot s)]$.

Hodnoty konstant jsou pro vodu:

$$\begin{aligned} C_1 &= -52,843 \\ C_2 &= 3703,6 \\ C_3 &= 5,866 \\ C_4 &= -5,879E - 29 \\ C_5 &= 10 \end{aligned}$$

Vzorec má tudíž tvar:

$$\eta = \exp \left[-52,843 + \frac{3703,6}{T} + 5,866 \cdot \ln(T) + (-5,879 \times 10^{-29}) \cdot T^{10} \right] \text{ [Pa} \cdot \text{s]}$$

V druhém kroku hodnoty dynamické viskozity vydělíme hustotami vody na vypočtené určující teplotě.

$$v = \frac{\eta}{\rho} \text{ [m}^2 \cdot \text{s}^{-1}] \quad (19)$$

Určení tepelné vodivosti vody

Podobně určíme tepelnou vodivost, podle vzorce[18]:

$$\lambda = C_1 + C_2 T + C_3 T^2 + C_4 T^3 + C_5 T^4 \left[\frac{W}{mK} \right] \quad (20)$$

Hodnoty konstant jsou pro vodu:

$$\begin{aligned} C_1 &= -0,432 \\ C_2 &= 0,0057255 \\ C_3 &= 0,000008078 \\ C_4 &= 1,861E - 09 \end{aligned}$$

V našem případě můžeme vztah přepsat do tvaru:

$$\lambda = -0,432 + (0,0057255)T + (-0,000008078)T^2 + (1,861 \times 10^{-9})T^3$$

Shrnutí fyzikálních naměřených a vypočtených vlastností je uvedeno v Tab. 2.

Tabulka 2 Střední teplota a navazující fyzikální vlastnosti při absolutním tlaku v kanálu.

	T [K]	ρ [kg/m ³]	η [Pa·s]	v [m ² /s]	λ [W/mK]
Sekce 1	295,505	997,8669	$9,679 \cdot 10^{-4}$	$0,97 \cdot 10^{-6}$	0,6025
Sekce 2	297,79	997,3112	$9,198 \cdot 10^{-4}$	$0,9223 \cdot 10^{-6}$	0,6058
Sekce 3	300,97	996,4531	$8,584 \cdot 10^{-4}$	$0,8615 \cdot 10^{-6}$	0,6102
Sekce 4	301,375	996,3370	$8,510 \cdot 10^{-4}$	$0,8541 \cdot 10^{-6}$	0,6108
Sekce 5	302,225	996,0885	$8,357 \cdot 10^{-4}$	$0,84 \cdot 10^{-6}$	0,6119
Sekce 6	301,25	996,3730	$8,532 \cdot 10^{-4}$	$0,8563 \cdot 10^{-6}$	0,6106
Sekce 7	305,02	995,1681	$7,884 \cdot 10^{-4}$	$0,7922 \cdot 10^{-6}$	0,6156

5.2 Výpočet podobnostních charakteristik

Před prvním dosazením do podobnostních kritérií je ještě nutné zjistit rychlost proudění. Rychlost proudění se zjistí pomocí objemového průtoku a plochy průtočného průřezu stanoveného v předešlém kroku.

Stanovení rychlosti proudění

$$w = \frac{\dot{v}}{S_{\text{průřez}}} \quad (21)$$

- nejméně zatížená sekce - sekce 1

$$w_1 = \frac{\dot{v}_1}{S_{\text{průřez}}} = \frac{9,052 \cdot 10^{-4}}{0,0175} = 0,0517 \text{ m/s}$$

- nejvíce zatížená sekce – sekce 5

$$w_5 = \frac{\dot{v}_5}{S_{\text{průřez}}} = \frac{9,478 \cdot 10^{-4}}{0,0175} = 0,0542 \text{ m/s}$$

Stanovení Prandtlových čísel

Hodnoty pro ostatní sekce se spočítají dle obecného vzorce pro Prandtlova čísla:

$$P_r = \frac{\eta c_p}{\lambda}$$

- nejméně zatížená sekce – sekce 1

$$P_{r1} = \frac{\eta_1 c_{p1}}{\lambda_1} = \frac{9,679 \cdot 10^{-4} \cdot 4,1802}{0,6025} = 6,715$$

- nejvíce zatížená sekce – sekce 5

$$P_{r5} = \frac{\eta_5 c_{p5}}{\lambda_5} = \frac{8,357 \cdot 10^{-4} \cdot 4,179}{0,6119} = 5,706$$

Stanovení Reynoldsových čísel

Z důvodu, že se rovnice Nusseltových čísel v literatuře udávají jako funkce Prandtlova a Reynoldsoval čísla, v následujícím kroku si musíme ještě vyjádřit hodnoty Reynoldsových čísel. Pro stanovení hodnot už máme vypočtené všechny nutné parametry dosazované do základního vzorce pro Reynoldsovo kritérium:

$$R_e = \frac{w D_h}{\nu}$$

- nejméně zatížená sekce – sekce 1

$$Re_1 = \frac{w_1 D_h}{v_1} = \frac{0,0517 \cdot 0,127}{0,97 \cdot 10^{-6}} = 6786,86$$

- nejvíce zatížená sekce – sekce 5

$$Re_5 = \frac{w_5 D_h}{v_5} = \frac{0,0542 \cdot 0,127}{0,84 \cdot 10^{-6}} = 8215,64$$

Shrnutí základních podobnostních charakteristik je uvedeno v Tabulce 3.

Tabulka 3 Tepelné kapacity, rychlost proudění, Prandtlůva a Reynoldsova čísla

	$c_p [kJ/kg \cdot K]$	$w [m/s]$	Pr	Re
Sekce 1	4,1802	0,0517	6,715	6786,86
Sekce 2	4,1793	0,0534	6,346	7364,36
Sekce 3	4,1785	0,0513	5,878	7572,33
Sekce 4	4,1784	0,0575	5,822	8566,22
Sekce 5	4,1782	0,0542	5,706	8215,64
Sekce 6	4,1784	0,053	5,839	7871,97
Sekce 7	4,1779	0,0551	5,35	8844,25

Stanovení Nusseltových čísel a výpočet teploty stěny

Nusseltovo číslo stanovíme pomocí Colburnovy[1] rovnice. Základní vzorec platí pro kruhové kanály při poměrech blízkých izotermickým.

$$Nu = 0,023 Pr^{0,4} Re^{0,8} \quad (22)$$

Rozsah platnosti:

$$0,6 \leq Pr \leq 3000$$

$$7000 \leq Re \leq 2 \cdot 10^6$$

- nejméně zatížená sekce – sekce 1

$$Nu_1 = 0,023 Pr_1^{0,4} Re_1^{0,8} = 0,023 (6,715)^{0,4} (6786,86)^{0,8} = 57,267$$

Pro výpočet teploty stěny je nutné v mezikroku zjistit součinitel přestupu tepla.

$$\alpha_1 = \frac{Nu_1 \lambda_1}{D_h} = \frac{57,267 \cdot 0,6025}{0,127} = 271,097 \frac{W}{m^2 K}$$

Ze součinitele přestupu tepla dostaneme rozdíl teplot pomocí zadaného tepelného zatížení pláště komory.

$$\Delta T_1 = \frac{q_1}{\alpha_1} = \frac{17,16}{271,097} = 63,298 K$$

$$T_{1stěny} = \Delta T_1 + T_1 = 63,298 + 295,505 = 358,803 \text{ K}$$

Shrnutí výsledků dle Colburnovy rovnice je uvedeno v Tabulce 4.

Tabulka 4 Výsledky Colburnovy rovnice

	Nu	$\alpha [W/m^2K]$	$\Delta T [K]$	$T_{stěny} [K]$	$t_{stěny} [^\circ C]$
Sekce 1	57,267	271,097	63,298	358,803	85,653
Sekce 2	59,762	284,457	89,68	387,47	114,32
Sekce 3	59,264	284,136	139,37	440,34	167,19
Sekce 4	65,157	312,698	148,898	450,273	177,123
Sekce 5	62,517	300,57	160,062	462,287	189,137
Sekce 6	60,972	292,518	144,573	445,823	172,673
Sekce 7	64,627	312,591	101,011	406,031	132,881

Gnielského rovnice [1] platí i pro nižší hodnoty Reynoldsova čísla (i pro přechodovou oblast).

$$Nu = \frac{\frac{f}{8}(Re-1000)Pr}{1+12,7\left(\frac{f}{8}\right)^{1/2}(Pr^{2/3}-1)} \quad (23)$$

$$f = (0,790 \ln(Re) - 1,64)^{-2} \quad (24)$$

Rozsah platnosti:

$$0,5 \leq Pr \leq 2000$$

$$3000 \leq Re \leq 5 \cdot 10^6$$

- nejméně zatížená sekce – sekce 1

$$f_1 = (0,790 \ln(Re_1) - 1,64)^{-2} = (0,790 \ln(6786,86) - 1,64)^{-2} = 0,035$$

$$Nu_1 = \frac{\frac{f_1}{8}(Re_1 - 1000)Pr_1}{1 + 12,7\left(\frac{f_1}{8}\right)^{1/2}\left(Pr_1^{2/3} - 1\right)} = \frac{\frac{0,035}{8}(6786,86 - 1000)6,715}{1 + 12,7\left(\frac{0,035}{8}\right)^{1/2}\left((6,715)^{2/3} - 1\right)} = 18,246$$

Teploty vnitřního pláště získáme obdobným způsobem jako v předchozím případě.

$$\alpha_1 = \frac{Nu_1 \lambda_1}{D_h} = \frac{18,246 \cdot 0,6025}{0,127} = 86,376 \frac{W}{m^2K}$$

$$\Delta T_1 = \frac{q_1}{\alpha_1} = \frac{17,16}{86,376} = 198,666 \text{ K}$$

$$T_{1stěny} = \Delta T_1 + T_1 = 198,666 + 295,505 = 494,171 \text{ K}$$

Shrnutí výsledků dle Gnielského pro všechny sekce je uvedeno v Tabulce 5.

Tabulka 5 Výsledky Gnielsého rovnice

	Nu	$\alpha [W/m^2K]$	$\Delta T [K]$	$T_{stěny} [K]$	$t_{stěny} [°C]$
Sekce 1	18,246	86,376	198,666	494,171	221,021
Sekce 2	19,508	92,854	274,732	572,522	299,372
Sekce 3	19,775	94,809	417,684	718,654	445,504
Sekce 4	22,108	106,099	438,835	740,21	467,06
Sekce 5	21,22	102,019	471,578	773,803	500,653
Sekce 6	20,475	98,233	430,59	731,759	458,609
Sekce 7	22,478	108,724	290,413	595,433	322,283

Fea-optimization[19]:

$$Nu = 0,015Re^a Pr^b + 5 \quad (25)$$

$$a = 0,88 + \frac{0,24}{Pr+4} \quad (26)$$

$$b = 0,333 + 0,5e^{-0,6Pr} \quad (27)$$

- nejmíň zatížená sekce – sekce 1

V prvním kroku dostaneme konstanty potřebné pro výpočet Nusseltova kritéria.

$$a = 0,88 + \frac{0,24}{Pr_1 + 4} = 0,88 + \frac{0,24}{6,715 + 4} = 0,858$$

$$b = 0,333 + 0,5e^{-0,6Pr_1} = 0,333 + 0,5e^{-0,6(6,715)} = 0,342$$

$$Nu_1 = 0,015Re_1^a Pr_1^b + 5 = 0,015(6786,86)^{0,858} (6,715)^{0,342} + 5 = 60,581$$

$$\alpha_1 = \frac{Nu_1 \lambda_1}{D_h} = \frac{60,581 \cdot 0,6025}{0,127} = 286,784 \frac{W}{m^2K}$$

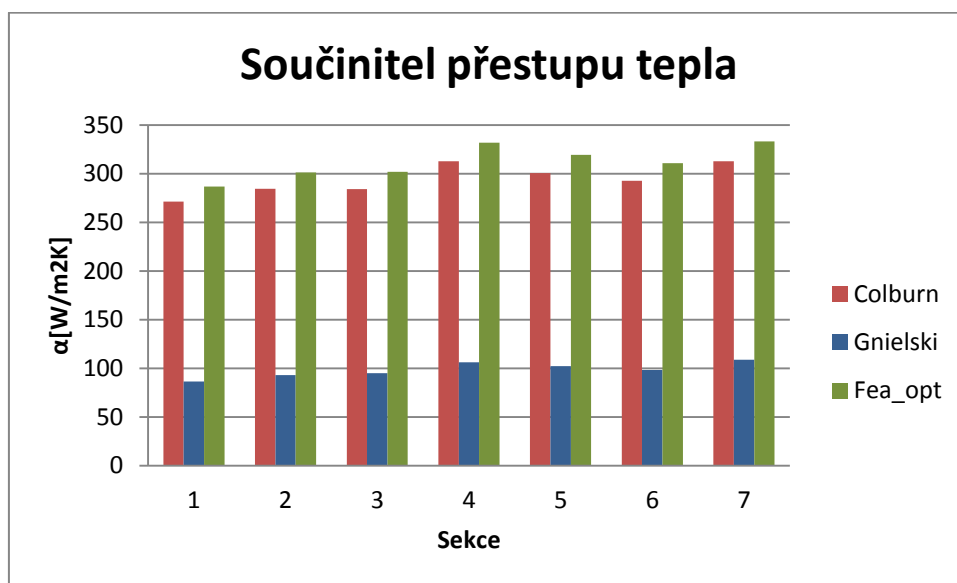
$$\Delta T_1 = \frac{q_1}{\alpha_1} = \frac{17,16}{286,784} = 59,836 K$$

$$T_{1stěny} = \Delta T_1 + T_1 = 59,836 + 295,505 = 355,341 K$$

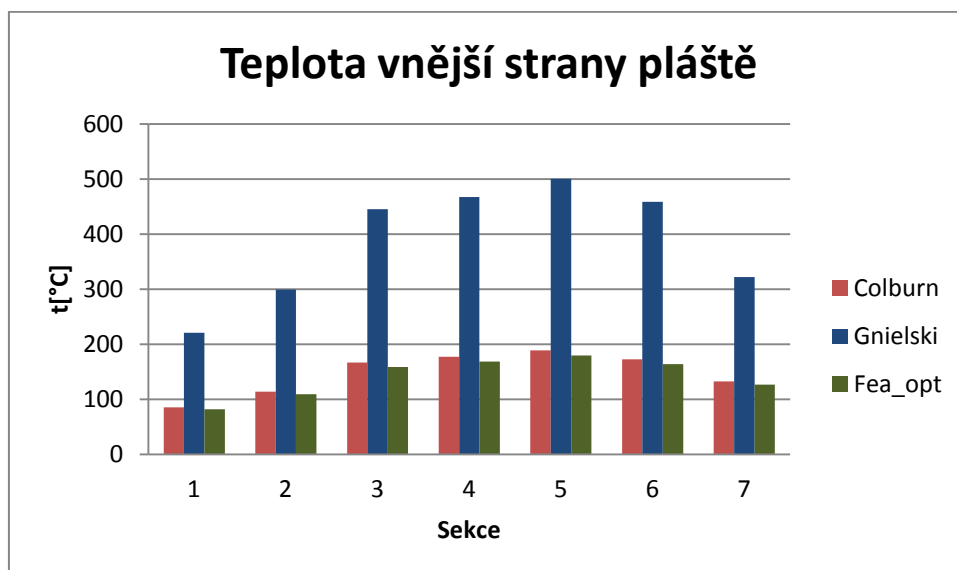
Shrnutí výsledků pro všechny sekce je uvedeno v Tabulce 6.

Tabulka 6 Výsledky rovnice pro obdélníkový průřez

	Nu	$\alpha [W/m^2K]$	$\Delta T [K]$	$T_{stěny} [K]$	$t_{stěny} [°C]$
Sekce 1	60,581	286,784	59,836	355,341	82,191
Sekce 2	63,29	301,249	84,681	382,471	109,321
Sekce 3	62,944	301,78	131,211	432,191	159,041
Sekce 4	69,154	331,878	140,293	441,668	168,518
Sekce 5	66,431	319,388	150,632	452,857	179.707
Sekce 6	64,749	310,639	136,139	437,389	164.239
Sekce 7	68,841	332,975	94,827	399,847	126,697



Graf 2 Součinitele přestupu tepla bez uvažování varu



Graf 3 Teploty vnější strany pláště bez uvažování varu

5.3 Shrnutí výsledků

Vzhledem k dříve provedené simulaci [19] dává nejpřesnější výsledky rovnice (25). Z dostupných výsledků je patrné, že proudění vody ve všech sekcích bude probíhat v turbulentním režimu, včetně nejméně zatížené sekci, kde dosahuje hodnota Reynoldsova čísla přibližně 7000. Teplota stěny 82 °C a 109 °C hovoří o nepřítomnosti fázové přeměny chladicí vody v prvních dvou sekcích. Var se dá předpokládat u sekce 3 až 6, výpočet pro nejvíce zatíženou část komory předikuje teplotu stěny až 180 °C. U sekce 7 teplota stěny sice dosahuje hodnotu nasycení vody, ale přehřátí plochy je tak malé, že nedojde k inicializaci nukleace [14]. Výsledky rovnice (25) byly použity také pro výpočty v následujících kapitolách.

6. Výpočet součinitele přestupu tepla a teploty stěny s uvažováním varu

Výpočet součinitele přestupu tepla s uvažováním varu se provede pomocí rovnic (25) a (16). V prvním kroku se určí součinitel bez uvažování varu při teplotě nasycení pomocí Nusseltovy rovnice (25), která dává nejpřesnější výsledky, je však stále naddimenzovaná oproti Colburnové rovnici a výsledkům simulace[20], výpočet bude nepatrně konzervativnější. V dalším kroku se určí součinitel přestupu tepla pro bublinkový var s využitím Gorenflovy rovnice (13), která zahrnuje také vliv drsnosti povrchu pláště. Hodnoty se dosadí do Kutakaladzeho vztahu (16) a stanoví se součinitele přestupu tepla pro konvektivní var. V dalším kroku se pomocí zadaného tepelného zatížení určí teploty vnější strany pláště a uskuteční se kontrola přítomnosti bublinkového varu.

Kontrolní výpočet je nutno provést ze tří důvodů. Prvním je nepřípustnost dosáhnoutí kritických hodnot součinitele přestupu tepla, přítomnost blánového varu je nepřijatelná. Tahle podmínka musí být dodržena i při chlazením s nejmenším množstvím hladící kapaliny. Nejmenší množství vody se určí za předpokladu, že maximální rozdíl teplot chladící vody bude $\Delta T = 30 \text{ }^\circ\text{C}$ [5]. Po ověření tyto druhé podmínky se ještě vykoná dodatková kontrola teploty vnitřní strany pláště. Teplota nemůže přesahovat garantované hodnoty tepelné odolnosti oceli 11 523, což je konstrukčním materiálem komory [5], ani při nejmenším průtoku chladící vody.

6.1 Výpočet teploty stěny

Zjistíme hodnotu jednofázového součinitele přestupu tepla α_L . Ze vztahů (18) a (20) se stanoví hodnoty fyzikálních vlastností při T_{sat} při tlaku 236,4 kPa, dle rovnice (7) a (8) se spočítají hodnoty Reynoldsova a Prandtlova čísla.

$$T_{sat}(p = 236,4 \text{ kPa}) = 125,5976 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$\rho_{sat} = 938,2526 \text{ kg/m}^3$$

$$\eta_{sat} = 2,175 \cdot 10^{-4} \text{ kg/(m.s)}$$

$$\nu_{sat} = 2,318 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$\lambda_{sat} = 0,6846 \text{ W/mK}$$

$$c_{psat} = 4,2548 \text{ kJ/kgK}$$

Kontrola byla provedena pře nejvíce zatíženou sekci. V prvním kroku se určil součinitel přestupu tepla pro jednofázové proudění

Prantlovo číslo je pro všechny sekce stejné, je závislá na teplotě kapaliny, která je v tomto případě konstantní v celé komoře, uvažujeme teplotu nasycení kapaliny.

$$Pr = \frac{\eta_{sat} c_{psat}}{\lambda_{sat}} = \frac{2,175 \cdot 10^{-4} \cdot 4,2548}{0,6846} = 1,352$$

$$Re_5 = \frac{w_1 D_h}{v_{sat}} = \frac{0,0517 \cdot 0,127}{2,318 \cdot 10^{-7}} = 2,974 \cdot 10^4$$

Konstanty a, b závislé na Prantlovom čísle budou pro všechny sekce taky stejné:

$$a = 0,88 - \frac{0,24}{Pr + 4} = 0,88 - \frac{0,24}{1,352 + 4} = 0,835$$

$$b = 0,333 + 0,5e^{-0,6Pr} = 0,333 + 0,5e^{-0,6(1,352)} = 0,555$$

$$Nu_5 = 0,015 Re_5^a Pr^b + 5 = 0,015 (2,974 \cdot 10^4)^{0,835} (1,352)^{0,555} + 5 = 101,531$$

$$\alpha_5 = \frac{Nu_5 \lambda_{sat}}{D_h} = \frac{101,531 \cdot 0,6846}{0,127} = 546,135 \frac{W}{m^2 K}$$

Výpočet součinitele přestupu tepla pro bublinkový var ve velkém objemu

$$\alpha = \alpha_0 F_{PF} \left(\frac{q}{q_0} \right)^{nf} \left(\frac{R_p}{R_{po}} \right)^{0,133}$$

$$R_{po} = 0,4 \mu m$$

$$q_0 = 20\,000 \frac{W}{m^2}$$

$$\alpha_0 = 5600 \frac{W}{m^2 K}$$

$$R_p = 12,5 \mu m [5].$$

$$p = 2,364 \text{ bar}$$

$$p_c = 221,2 \text{ bar}$$

$$p_r = \frac{p}{p_c} = 0,011$$

Poměr p/p_c spadá do předepsaného rozmezí, rovnice se dá použít.

Tlakový korekční součinitel:

$$F_{PF} = 1,73 p_r^{0,27} + \left(6,1 + \frac{0,68}{1 - p_r} \right) p_r^2$$

$$F_{PF} = 1,73 (0,011)^{0,27} + \left(6,1 + \frac{0,68}{1 - 0,011} \right) (0,011)^2 = 0,509$$

Exponent nf pro tepelný tok:

$$nf = 0,9 - 0,3 p_r^{0,15} = 0,9 - 0,3 (0,011)^{0,15} = 0,748$$

$$\alpha_{5var} = \alpha_0 F_{PF} \left(\frac{q_5}{q_0} \right)^{nf} \left(\frac{R_p}{R_{po}} \right)^{0,133}$$

$$\alpha_{5var} = 5600 \cdot 0,509 \left(\frac{48110}{20000} \right)^{nf} \left(\frac{12,5}{0,4} \right)^{0,133} = 8,684 \cdot 10^3 \frac{W}{m^2 K}$$

Pro srovnání je uveden výpočet součinitele přestupu tepla varu ve velkém objemu i podle jiné literatury. Dle Mostinskiho vztahu (11):

$$\alpha_{var} = 0,106 \cdot (p_c)^{0,69} \cdot (q)^{0,7} \cdot f(p_r)$$

Korekční součinitel je funkcí tlaku a kritického tlaku.

$$f(p_r) = 1,8(p_r)^{0,17} + 4(p_r)^{1,2} + 10(p_r)^{10}$$

$$f(p_r) = 1,8(0,011)^{0,17} + 4(0,011)^{1,2} + 10(0,011)^{10} = 0,849$$

$$\alpha_{var} = 0,106 \cdot (221,2)^{0,69} \cdot (48110)^{0,7} \cdot 0,849 = 7,077 \cdot 10^3 \frac{W}{m^2K}$$

Gorenflova rovnice je komplexnější, zahrnuje účinky vlastnosti povrchu, její výsledky byly použity pro navazující výpočty.

Korekce součinitele tepla pro konvektivní var:

$$\frac{\alpha_{TP}}{\alpha_L} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_V}{\alpha_L}\right)^2}$$

$$\alpha_{TP} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_V}{\alpha_L}\right)^2} \cdot \alpha_L$$

$$\alpha_{TP5} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{5var}}{\alpha_5}\right)^2} \cdot \alpha_5 = \sqrt{1 + \left(\frac{8,684 \cdot 10^3}{546,135}\right)^2} \cdot 546,135 = 8,701 \cdot 10^3 \frac{W}{m^2K}$$

$$\alpha_{TP5} < \alpha_{kritické}$$

Součinitel přestupu tepla s bezpečnou mezí nedosahuje kritické hodnoty, při které dochází k přechodovému varu, předpoklad bublinkového varu byl naplněn. Jelikož se stanovují veličiny s uvažováním varu, teplotní rozdíl je vztažen k rozdílu teploty stěny a teploty nasycení.

Výpočet teploty stěny:

$$\Delta T_{var5} = \frac{q_5}{\alpha_{TP5}} = \frac{48,11}{8,701 \cdot 10^3} = 5,529K$$

$$T_{5stěny} = \Delta T_{var5} + T_{sat} = 5,529 + 398,7476 = 404,277K$$

Hodnoty součinitelů přestupu tepla pro sekce s výskytem varu jsou uvedeny v Tab. 7.

Tabulka 7 Součinitele přestupu tepla bez varu a s varem

	Nu	$\alpha [W/m^2K]$	$\alpha_{var} [W/m^2K]$	$\alpha_{TP} [W/m^2K]$
Sekce 3	97,182	522,741	$7,507 \cdot 10^3$	$7,525 \cdot 10^3$
Sekce 4	106,457	572,631	$8,473 \cdot 10^3$	$8,493 \cdot 10^3$
Sekce 5	101,531	546,135	$8,684 \cdot 10^3$	$8,701 \cdot 10^3$
Sekce 6	99,75	536,555	$7,885 \cdot 10^3$	$7,903 \cdot 10^3$

Teploty stěn s uvažováním varu pro sekce s výskytem varu jsou uvedeny v Tab. 8.

Tabulka 8 Teploty stěn s uvažováním varu

	$\Delta T_{var} [K]$	$T_{stěny} [K]$	$t_{stěny} [^{\circ}C]$
Sekce 3	5,263	404,01	130,86
Sekce 4	5,482	404,23	131,08
Sekce 5	5,529	404,277	131,127
Sekce 6	5,351	404,099	130,949

6.2 Výpočet nejmenšího průtoku vody

Nejmenší průtok se stanoví pomocí celkového tepla absorbované do pláště. Dodatečně byly určeny plochy pláště jednotlivých sekcí, které jsou stejné výjimkou poslední, která je delší, délka sekce je 1 m. Tahle délka se projeví taktéž na vyšší potřebě chladicí vody. Uvažovaný největší teplotní rozdíl v chladicí věži komory je $\Delta T = 30K$ [5].

$$\dot{Q} = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (28)$$

$$q \cdot S = \dot{m} \cdot c_p \cdot \Delta T$$

$$S = 2\pi r l \quad (29)$$

Kde:

$$r = 0,5m$$

$$l = 0,5m \quad - \text{platí pro sekce 1 až 6}$$

$$\Delta T = 30K$$

$$S = 2 \cdot \pi \cdot 0,5 \cdot 0,5 = 1,571 m^2$$

$$\dot{m}_5 = \frac{q_5 \cdot S}{c_p \cdot \Delta T} = \frac{48110 \cdot 1,571}{4179,3 \cdot 30} = 0,603 \frac{kg}{s}$$

$$\dot{V}_5 = \frac{\dot{m}_5}{\rho} = \frac{0,603}{997,2832} = 6,045 \cdot 10^{-4} \frac{m^3}{s} = 2,176 \frac{m^3}{h} = 2176 l/h$$

Průtoky ostatních sekcí se určí obdobným způsobem, výsledky jsou zapsané v Tab. 9.

Tabulka 9 Nejmenší průtoky vody pro jednotlivé sekce

	Sekce1	Sekce2	Sekce3	Sekce4	Sekce5	Sekce6	Sekce7
$\dot{m} \left[\frac{kg}{s} \right]$	0,215	0,32	0,496	0,583	0,603	0,53	0,791
$\dot{V} \left[\frac{m^3}{s} \right]$	$2,156 \cdot 10^{-4}$	$3,205 \cdot 10^{-4}$	$4,975 \cdot 10^{-4}$	$5,85 \cdot 10^{-4}$	$6,045 \cdot 10^{-4}$	$5,313 \cdot 10^{-4}$	$7,934 \cdot 10^{-4}$
$\dot{V} \left[\frac{m^3}{h} \right]$	776	1154	1791	2106	2176	1913	2856

Při snížení průtoků vody lze předpokládat var po celé délce komory, i v sekcích 1,2 a 7. Proto byl v následující kapitole proveden kontrolní výpočet režimu varu také pro nejmenší možný průtok vody.

6.3 Kontrola přítomnosti bublinkového varu

Postup výpočtu je stejný jako v kapitole 6.1, jenom se změnili veličiny závislé na rychlosti proudění vody.

$$w_{min} = \frac{\dot{V}_5}{S_{kanál}} = \frac{6,045 \cdot 10^{-4}}{0,127} = 0,0345 \frac{m}{s}$$

$$Re_{min} = \frac{w_{min} D_h}{\nu_{sat}} = \frac{0,0345 \cdot 0,127}{2,318 \cdot 10^{-7}} = 1,896 \cdot 10^4$$

$$Nu_{min} = 0,015 Re_{min}^a Pr^b + 5 = 0,015 (1,896 \cdot 10^4)^{0,835} (1,352)^{0,555} + 5 = 71,301$$

$$\alpha_{min} = \frac{Nu_{min} \lambda_{sat}}{D_h} = \frac{101,531 \cdot 0,6846}{0,127} = 383,528 \frac{W}{m^2 K}$$

$$\alpha_{TPmin} = \sqrt{1 + \left(\frac{\alpha_{5var}}{\alpha_{min}} \right)^2} \cdot \alpha_{min}$$

$$\alpha_{TPmin} = \sqrt{1 + \left(\frac{8,684 \cdot 10^3}{383,528} \right)^2} \cdot 383,528 = 8,692 \cdot 10^3 \frac{W}{m^2 K}$$

$$\alpha_{TPmin} < \alpha_{kritické}$$

Součinitel přestupu tepla se spolehlivou mezí nedosahuje kritické hodnoty, předpoklad bublinkového varu je při nejmenším průtoku chladicí vody naplněn.

$$\Delta T_{min5} = \frac{q_5}{\alpha_{TPmin}} = \frac{48,11}{8,692 \cdot 10^3} = 5,529 K$$

$$T_{5stěnymin} = \Delta T_{min5} + T_{sat} = 5,535 + 398,7476 = 404,283K$$

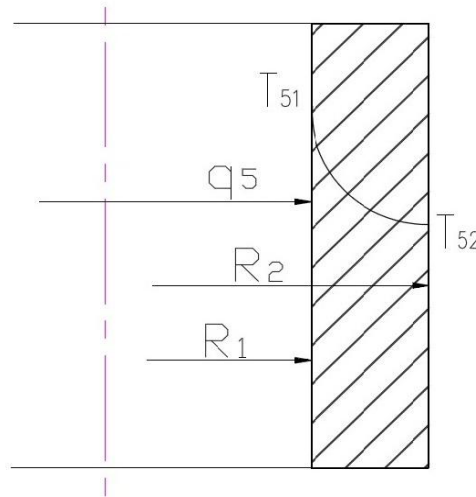
Teplota při nejmenším průtoku vody je použita pro kontrolní výpočet teploty vnitřní strany pláště.

6.4 Kontrola teploty vnitřní strany pláště

Pro výpočet jsem využil Fourierovu rovnici vedení tepla válcovou stěnou [10]. Výpočet byl proveden pro nejzatíženější sekci, která předikuje nejvyšší teplotu stěny.

$$\dot{q} = \frac{\lambda(T_1 - T_2)}{r_{stred} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \left[\frac{W}{m^2} \right] \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \dot{q}_5 &= 48\,110 \text{ W/m}^2 \\ T_{52} &= T_{5stěnymin} = 404,23 \text{ K} \\ \lambda_{11523} &= 53,4 \text{ W/mK [21]} \\ r_1 &= 500 \text{ mm} \\ r_2 &= 510 \text{ mm} \\ r_{stred} &= 505 \text{ mm} \\ T_{51} &=? \end{aligned}$$



Obrázek 8 Vedení tepla pláštěm komory

$$\dot{q}_5 = \frac{\lambda_{11523}(T_{51} - T_{52})}{r_{stred} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} \Rightarrow T_{51} = T_{52} + \frac{r_{stred} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} \cdot \dot{q}_5}{\lambda_{11523}}$$

$$T_{51} = 404,283 + \frac{0,505 \cdot \ln \frac{0,510}{0,500} \cdot 48\,110}{53,4} = 413,292 \text{ K}$$

$$t_{51} = 140,142 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Konstrukční materiál má mechanické vlastnosti uvedené v materiálovém listu až do hodnoty 400°C [20], teplota vnitřní strany pláště je značně nižší a této meze nedosahuje.

6.5 Shrnutí výsledků

Jelikož se pracovalo s přítomností varu, zvýšil se přestup tepla. Teploty stěn se pohybovaly na nižších hodnotách, než při jednofázovém toku. Nejvyšší teplota 131,127 °C byla stanovena pro sekci 5. Var snížil teplotu jednotlivých sekcí o 30 až 50 stupňů. Výsledky pro var vycházely z teplotní difference definované jako rozdíl teploty stěny a teploty nasycení vody. Obecně se teploty sekcí při uvažování varu lišily o minimální hodnotu, v každém případě se pohybovaly na hodnotě kolem 130 °C.

Z výpočtu nejmenšího průtoku vody je zřejmé, že nejvyšší průtoky nebudou nutné pro nejzatíženější, ale pro poslední delší sekci. Nejmenší dovolený průtok vody je pro tuto sekci 2856 l/h, pro nejzatíženější sekci jenom 2176 l/h . Ani při tyto průtocích se nepředpokládá dosažení blánového varu a dosažení tepelné odolnosti materiálu.

7. Závěr

Úlohou mojí bakalářské práce bylo stanovení teploty stěn jednotlivých sekcí, výpočet minimálního průtoku vody a shrnutí teoretických poznatků v oblasti varu vody. Dále jsem pomocí matematického softwaru MathCad vytvořil nástroj pro rychlé určování těchto hodnot v závislosti na zadaných provozních parametrech.

Stručně jsem popsal technické parametry komory. Pomocí výkresu první části proběhl výpočet charakteristických parametrů komory. Zejména se jedná o stanovení průtočného průřezu, což je nezbytní mezikrok pro určení rychlosti proudění vody. Dále jsem spočetl velikost hydraulického průměru, veličiny umožňující dosazování do podobnostních čísel původně určených většinou pro kruhové kanály. Plocha průřezu je $0,0175 \text{ m}^2$ a velikost hydraulického průměru $0,127 \text{ m}$.

Ve třetí kapitole následovalo shrnutí základních metod přestupu tepla, s důrazem na přestup tepla konvekcí, jako dominantního jevu odehrávajícího se v komoře. V této kapitole jsem uvedl i podobnostní kritéria, ze kterých vychází celá výpočtová část závěrečné práce. Ve čtvrté, nejrozsáhlejší teoretické kapitole jsem sepsal základy fázových proměn, seznámil se s jednotlivými mechanismy varu, provedl rešerši vztahů nutné k určení součinitelů přestupu tepla, pomocí kterých se dopočítáme k teplotám pláště a průtokům vody nutné ke chlazení komory.

Výpočtová část práce začíná výpočtem bez uvažování varu. Pomocí citované literatury sem určil fyzikální vlastnosti závislé na střední teplotě vody jako dynamická, kinematická viskozita a tepelná vodivost. Ještě před dosazením do podobnostních čísel jsem stanovil jednotlivé rychlosti proudění, jenž se pohybují od $0,0513$ do $0,0575 \text{ m/s}$. Potřebné data jako objemový průtok, vstupní a výstupní teploty vody jsem měl k dispozici. Pro výpočet součinitelů přestupů tepla jsem použil Nusseltovy rovnice z více zdrojů, na konci výpočtu bylo provedeno srovnání výsledků. Teplota stěn byla stanovena pomocí Fourierova zákona ochlazování, tepelné zatížení jednotlivých sekcí bylo zadáno. Podle výsledků lze předpokládat, že při absolutním tlaku $p=2,364 \text{ bar}$, var nastane v sekcích tři až sedm, v prvních dvou nejchladnějších a v poslední sekci zůstane chladící voda bez fázové přeměny. Gnielského rovnice se ukázala pro náš výpočet jako extrémně nevhodná, protože je vysoce naddimenzovaná, podle jejích výsledků by měly teploty stěn dosahovat až 500 °C , což je naprosto nereálné.

V šesté kapitole byly přepočteny teploty stěn pro sekci tři až šest již s uvažováním varu. Pomocí získaných součinitelů přestupu tepla byla provedena kontrola předpokladu přítomnosti bublinkového varu. Kontrolní výpočty jsou provedeny v každém případě pro pátou, tepelně nejzatíženější sekci. Předpoklad bublinkového varu byl naplněn. Součinitel přestupu tepla nedosahuje kritické hodnoty ani v jedné sekci komory, pro nejzatíženější sekci dosahuje její hodnota necelých $9000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Tento předpoklad se opětovně úspěšně ověřil při průtoku minimálního množství chladícího média. Nejmenší

průtoky chladicí vody se pohybují v rozmezí od 776 l/h pro nejméně zatíženou sekci do 2856 l/h pro sekci nejdlejší sekci. Při snížení průtoků na minimální hodnoty dochází k varu v celé komoře.

Posledním kontrolním výpočtem bylo stanovení teploty vnitřní strany pláště. Teplota nesmí překročit hodnoty uvedené v materiálovém listu pro konstrukční ocel 11 523, výpočet ověřil kladně i tenhle předpoklad. Teplota vnitřní pláště nejzatíženější sekce podle Fourierovy rovnice vedení tepla válcovou stěnou dosahuje kolem 140 °C, což je v bezpečné vzdálenosti od hodnot, které by omezovaly provozování komory.

Seznam použité literatury

- [1] INCROPERA, Frank P. 2007. *Fundamentals of Heat and Mass Transfer*. 6 ed. New York: John Wiley & Sons.
- [2] SHAH, RAMESH K., and Dusan P. SEKULIC. 2002. *Fundamentals of Heat Exchanger Design*. 1 ed. Wiley, June.
- [3] HEWITT, Geoffrey F. 1998. *Heat exchanger design handbook*, 1998. Begell House, June.
- [4] PTC. *MathCad* [online]. [cit. 2012-05-19].
Dostupné z: <http://www.ptc.com/product/mathcad/>
- [5] NESIBA, P. *Návrh horizontální spalovací komory*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2008. 70 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Vít Kermes, Ph.D.
- [6] JOHN H. LIENHARD, John H.IV and John H. *A heat transfer textbook*. 3rd ed. Cambridge, Mass: Phlogiston Press, 2008, 516 s. ISBN 09-713-8353-7.
- [7] VOLF, I., Miroslava JAREŠOVÁ a Miroslav OUHRABKA. Přenos tepla: Studijní text pro řešitele FO a ostatní zájemce o fyziku. [online]. [cit. 2012-05-19]. Dostupné z: <http://fyzikalniolympiada.cz/texty/texttz.pdf>
- [8] PAVELEK, M. www.ottp.fme.vutbr.cz [online]. [cit. 2012-05-19]. Dostupné z: <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/cpav5.htm>
- [9] VÍT, T. *Základy přenosu tepla a hmoty I: přenos hybnosti a tepla – výměníky tepla* [online]. 2004 [cit. 2011-10-16]. Dostupné z: www.kez.tul.cz/web/hlavni/data/dopluky/PTH1.pdf
- [10] PAVELEK, M.; JANOTKOVÁ, E.; SEKANINA, B.; KAVIČKA, F.; JÍCHA, M. *Termomechanika*. Brno: CERM, 2003. 283 s. ISBN 80-214-2409-5.
- [11] ŠOB, F.: *Hydromechanika*. Akademické nakladatelství CERM, s.r.o. Brno, 2002, ISBN 80-214-2037-5
- [12] JÍCHA, M. *Přenos tepla a látky*. 1. vyd. Brno: CERM, 2001, 160 s. ISBN 80-214-2029-4.
- [13] YOUNG YOON, H.; KOSHIZUKA, S.; OKA, Y.: *Direct calculation of bubble growth, departure, and rise in nucleate pool boiling*, International Journal of Multiphase Flow, Volume 27, Issue 2, February 2001, Pages 277-298, ISSN 0301-9322, 10.1016/S0301-9322(00)00023-9.
(<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932200000239>)
- [14] WHALLEY, P. B., *Two-Phase Flow and Heat Transfer*, Oxford Chemistry Primers (Third edition), 42Oxford Univ Press, New York (1996)

- [15] THOME, JR. *Wolverine Engineering Data Book III*. [online]. 2004, 2010 [cit. 2012-05-19]. Dostupné z:
<http://www.wlv.com/products/databook/db3/DataBookIII.pdf>
- [16] ŠORIN, S. *Sdílení tepla*. 1. vyd. Praha: SNTL, 1968, 398 s.
- [17] PERRY, R.H., GREEN, D.W. *Perry's Chemical Engineers' Handbook*. [s.l.]: McGraw-Hill, 2008. 2704 s. ISBN 9780071422949.
- [18] www.fea-optimization.com [online]. [cit. 2012-05-19]. Dostupné z:
http://www.fea-optimization.com/ETBX/convcoeff_help.html
- [19] VONDÁL, J.; HÁJEK, J. Boundary condition evaluation and stability issues in swirling flame gas combustion. In 1st International Conference on Computational Methods for Thermal Problems. Napoli, Italy: Giannini Editore, 2009.s. 314-317. ISBN: 978-88-7431-459- 1.
- [20] ČSN 41 1523: 1994. Ocel 11 523. Praha: Český normalizační institut, 1994.
- [21] MICHEJEV, M. *Základy sdílení tepla*. Praha: SNTL, 1953, 382 s.

Seznam příloh

Příloha č. 1 : CD obsahující:

a, Bakalářskou práci v digitální podobě pdf:

- BC_čistopis

b, Výpočetní dokumentaci(v programu MathCad):

- BC_VYP.xmcd

- TERMOFYZ_VLASTNOSTI.xmcd

c, Zjednodušený model komory(v programu SolidWorks)

- Komora.rar