

**ČESKÉ VYSOKÉ
UČENÍ TECHNICKÉ
V PRAZE**

**FAKULTA
STROJNÍ**



**BAKALÁŘSKÁ
PRÁCE**

Martin Kratochvíl

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Kratochvíl** Jméno: **Martin** Osobní číslo: **459967**
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**
Zadávací katedra/ústav: **Ústav energetiky**
Studijní program: **Teoretický základ strojního inženýrství**
Studijní obor: **bez oboru**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Chlazení první stěny termojaderného reaktoru

Název bakalářské práce anglicky:

Cooling of the fusion power reactor first wall

Pokyny pro vypracování:

První stěna termojaderných reaktorů ITER a DEMO bude vystavena tepelnému toku až 5 MW/m². První stěna musí být současně co nejtenčí, aby nepohlcovala fúzní neutrony. Proto je první stěna navrhována v mnoha různých variantách, z nichž bude při experimentálních testech vybrána ta nejvhodnější.

Cílem bakalářské práce je vytvoření zjednodušeného 3D modelu segmentu první stěny. Pomocí modelu budou stanoveny teploty povrchu první stěny pro různé varianty geometrického řešení.

Obsah práce:

1. Úvod do oblasti fúzních reaktorů. Základní rešerše problematiky přestupu tepla.
2. Tvorba 3D geometrie modelu segmentu první stěny, tvorba výpočtové sítě, definování okrajových podmínek výpočtu.
3. Numerické výpočty pomocí CFD programu ANSYS Fluent.
4. Zpracování a analýza dosažených výsledků.

Seznam doporučené literatury:

[1] S. Entler, J. Mlynář, V. Dostál, Základy fúzní energetiky:

- <http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14482-zaklady-fuzni-energetiky-i-historie>
- <http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14538-zaklady-fuzni-energetiky-ii-zakladni-fyzika-fuznich-reaktoru>
- <http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14587-zaklady-fuzni-energetiky-iii-reaktorove-technologie>
- <http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14669-zaklady-fuzni-energetiky-iv-jaderne-komponenty>
- <http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14704-zaklady-fuzni-energetiky-v-vyroba-elektriny>

[2] G. McCracken, P. Stott, Fúze - energie vesmíru, Mladá Fronta, 2006

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Pavel Zácha, Ph.D., ústav energetiky FS

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **16.04.2018**

Termín odevzdání bakalářské práce: **04.06.2018**

Platnost zadání bakalářské práce: **31.12.2019**

Ing. Pavel Zácha, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Michael Valášek, DrSc.
podpis děkana(ky)

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci s názvem: „Chlazení první stěny termojaderného reaktoru“ vypracoval samostatně pod vedením Ing. Pavla Záchy, Ph.D. s použitím literatury uvedené na konci bakalářské práce v seznamu použité literatury.

Anotační list

Jméno autora:	Martin KRATOCHVÍL
Název BP:	Chlazení první stěny termojaderného reaktoru
Anglický název:	First wall cooling of a fusion reactor
Akademický rok:	2017/2018
Ústav/Odbor:	Ústav energetiky
Vedoucí BP/DP:	Ing. Pavel Zácha, Ph.D.
Konzultant:	Ing. Slavomír Entler
Bibliografické údaje:	Počet stran: 43 Počet obrázků: 33 Počet tabulek: 10 Počet příloh: 0
Klíčová slova:	CFD, přestup tepla, jaderná fúze, tokamak
Keyword:	CFD, heat transfer, nuclear fusion, tokamak
Anotace:	Bakalářská práce je zaměřena na problematiku chlazení první stěny vodou chlazeného blanketu fúzního reaktoru. Významná část práce je věnována technologiím jaderné fúze a základním metodám intenzifikace přestupu tepla v podmínkách vysokých tepelných toků, které se osvědčily a byly použity v praxi. Okrajové podmínky CFD výpočtu byly přizpůsobeny reaktoru projektu DEMO.
Abstract:	The bachelor thesis is focused on the issue of cooling the first wall of the water cooled blanket of the fusion reactor. A significant part of the work is devoted to nuclear fusion technologies and basic methods of intensification of heat transfer in conditions of high heat fluxes, which have proved and were used in practice. The boundary conditions of the CFD calculation were adapted to the DEMO reactor project.

Poděkování

Tímto bych chtěl poděkovat svému vedoucímu Ing. Pavlu Záchovi, Ph.D. za odbornou podporu a svůj čas, který mi vstřícně věnoval. Rovněž bych chtěl poděkovat Ing. Slavomíru Entlerovi za poskytnuté materiály a konzultace k problematice fúzní energetiky.

Dále chci poděkovat svým blízkým za podporu poskytnutou během psaní této práce a celého studia.

Obsah

1	Úvod	8
2	Fúzní procesy.....	9
2.1	Lawsonovo kritérium.....	10
2.2	Faktor zesílení výkonu	11
3	Tokamak	12
3.1	Nestability v plazmatu	13
3.2	Ohřev plazmatu	14
3.2.1	Vstřík neutrálního svazku atomů (NBI).....	14
3.2.2	Ohmický ohřev.....	15
3.2.3	Radiofrekvenční ohřev.....	15
3.3	Divertor.....	15
3.4	Blanket reaktoru.....	16
3.5	První stěna	17
3.6	WCLL.....	17
4	Intenzifikace přenosu tepla	19
4.1	Přenos tepla vedením.....	19
4.1.1	Fourierův zákon	19
4.1.2	Rovnice vedení tepla	19
4.2	Přenos tepla konvekcí	19
4.2.1	Vazká podvrstva.....	20
4.2.2	Přestup tepla s fázovou přeměnou	21
4.3	Přenos tepla radiací.....	21
4.4	Způsoby intenzifikace odvodu tepla.....	22
5	CFD výpočet.....	24
5.1	Model	24
5.2	Citlivostní analýza pevné části.....	24
5.2.1	Geometrie s kruhovým kanálem	24
5.2.2	Geometrie s čtvercovým kanálem.....	26
5.3	Citlivostní analýza – průtočná část	28
5.4	Okrajové podmínky	30
5.5	Výpočet.....	30
5.5.1	Numerické charakteristiky CFD výpočtu	31

5.5.2	Konvergence.....	32
5.5.3	Validace výpočtu pomocí energetické bilance	34
5.5.4	Validace výpočtu pomocí tlakových ztrát v potrubí	35
6	Výsledky.....	37
6.1	Pevná část.....	37
6.2	Průtočná část.....	40
6.3	Porovnání výsledků	40
7	Závěr.....	42
8	Refernce	43

Seznam použitých obrázků

Figure 1 Hodnoty trojného součinu [1]	10
Figure 2 Schematické znázornění tokamanku [7]	12
Figure 3 Geometrie toroidu tokamaku [7]	12
Figure 4 Žlutá a červená barva označují místo kontaktu plazmatu s první stěnou při disrupci [13].....	13
Figure 5 Systém ohřevu a neinduktivního generování elektrického proudu plazmatu [7]	15
Figure 6 CAD model divertoru [7].....	16
Figure 7 Blanket reaktoru ITER [14]	17
Figure 8 Teplotní pole první stěny vlnitého a rovinného konceptu [14]	18
Figure 9 Vazká podvrstva [3]	20
Figure 10 Fázové přeměny při přestupu tepla [15]	21
Figure 11 Schéma chlazení pomocí hypervapotronu [10].....	23
Figure 12 Profil kanálu: vlevo kruhový kanál, vpravo obdélníkový kanál	24
Figure 13 Citlivostní analýza geometrie s kruhovým kanálem	25
Figure 14 Teplotní pole v materiálu podle nastavení sítě: a) 0,1mm, b) 0,4mm, c) 2mm, d) zvolená síť ...	26
Figure 15 Citlivostní analýza geometrie s kruhovým kanálem	27
Figure 16 Teplotní pole v materiálu podle nastavení sítě: a) 0,1mm, b) 0,8mm, c) 2mm, d) zvolená síť ...	28
Figure 17 Citlivostní analýza tekutiny.....	29
Figure 18 Rychlostní profil pro různá nastavení sítě	29
Figure 19 Okrajové podmínky - varianta s kruhovým kanálem.....	30
Figure 20 Okrajové podmínky - varianta s obdélníkovým kanálem	30
Figure 21 Rezidua - varianta s kruhovým kanálem.....	32
Figure 22 Rezidua - varianta s obdélníkovým kanálem	33
Figure 23 Vážený průměr teploty na výstupu - kruhový kanál.....	33
Figure 24 Vážený průměr teploty na výstupu - obdélníkový kanál	34
Figure 25 Tlaková ztráta v kruhovém kanálu.....	36
Figure 26 Tlaková ztráta v obdélníkovém kanálu	36
Figure 27 Průběh teplot na nejkratší spojnici rohu geometrie a kanálu	37
Figure 28 Závislost maximální teploty v elementu na tepelném toku	38
Figure 29 Průběh teploty v rohu po délce elementu	38
Figure 30 Průběh teploty po délce elementu v pevné části.....	39
Figure 31 Průběh teplot v nejkratší spojnici mezi kanálem a první stěnou	39
Figure 32 Průběh teploty po délce elementu v tekutině	40
Figure 33 Kontury teplotního pole v kapalině	41

1 Úvod

Moderní lidská civilizace je svou existencí odkázaná na získávání a přeměnu energie, z toho nejlépe využitelná je energie elektrická. Jedná se o jeden z mála druhů, který umožňuje relativně snadný přenos a přeměnu na další druhy energie – především tepelnou, světelnou a mechanickou. Technologické snažení lidské civilizace by tedy mělo směřovat k co nejlepšímu zvládnutí některého zdroje elektrické energie. Jedním z velmi slibných způsobů získávání energie se nabízí jaderná fúze – energie hvězd, která by v současných podmínkách poskytla téměř nevyčerpatelný zdroj, a to na dlouhá tisíciletí dopředu. Vyřešila by se tak mimo jiné i závislost lidstva na fosilních palivech.

Člověk již v minulosti poznal, že Slunce je hlavní zdroj světelné a tepelné energie, který umožňuje život na Zemi. Dokonce většina dnes používaných energetických zdrojů vznikla a vzniká jen díky Slunci. Hvězdy do vesmíru vyzařují energii ve formě světla nebo tepla, jenž pak s omezenou účinností čerpáme jako energii přeměněnou v různých dalších formách. Význam jaderné fúze spočívá v přímém získávání koncentrované energie hvězd bez mezikroků a s výrazně vyšší efektivitou.

Z inženýrského hlediska pak vyvstává otázka, na kterou moderní věda hledá odpověď již několik desetiletí: zdali je možné tak významný zdroj energie jako jsou hvězdy ovládnout i v podmínkách naší planety.

Když Albert Einstein dokázal, že při některých jaderných reakcích vzniká energie, získalo toto snažení určitý obrys. Idea získávání energie slučováním prvků je dokonce starší než myšlenka dnes rozšířeného štěpení. Vývoj fúzního reaktoru trvá již přes padesát let, i přesto se dodnes nepodařilo sestavit takový reaktor, který by umožnil ekonomicky výhodné získávání energie. To je dáno tím, že samotné provedení provází několik zásadních omezení. V první řadě je to vysoká energie nutná ke spuštění a udržení reakce, dále materiálové a konstrukční požadavky spojené s vysokou tepelnou a neutronovou zátěží, které přímo souvisí s řešením chlazení první stěny – povrchu vystaveného extrémním podmínkám reaktorové komory. Tepelný tok na první stěnou může nárazově dosahovat řádově desítky megawatt. Je tedy zřejmé, že odvod tepla a jeho následná přeměna na elektrickou energii představuje palčivý problém, který vyžaduje co nejefektivnější řešení.

Cílem této práce je popsat návrh geometrických modifikací chlazení první stěny fúzního reaktoru chlazeného pomocí WCLL (water cooled lithium lead) blanketu. V řešební části je rozveden způsob fungování reaktoru a mechanismy zatěžování první stěny. Praktická část pak popisuje řešení chlazení tepelně namáhaných stěn. Odvod tepla v budou zajišťovat kanály s chladičem, které jsou integrovány přímo v první stěně, jako chladicí kapalina se nabízí několik variant, z nichž nejpříjemnější je pro svou schopnost odvádět teplo a následně jej přeměnit na mechanickou energii voda. Materiál konstrukce je analyzován z hlediska limitní teploty. Zároveň je popsáno chování kapaliny – jestli dokáže efektivně odvádět teplo a jaké dosáhne maximální teploty.

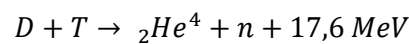
V závěru jsou pak porovnány navržené geometrie z různých hledisek.

2 Fúzní procesy

Fúze spočívá v přiblížení atomových jader dostatečně blízko k sobě, aby došlo ke sloučení a uvolnění energie. Jádra se však kvůli kladně nabitým protonům navzájem odpuzují, ale to jen do chvíle, kdy přitažlivé jaderné síly přesáhnou Coulombovy odpudivé síly. Aby došlo ke sloučení jader, je nutné jim dodat dostatečnou energii. Kvůli maximalizaci pravděpodobnosti reakce je potřeba palivo o dané hustotě zahřát na určitou teplotu – u reakce deuterium-tritium je to asi 160 mil K. Za takto vysokých teplot se látka se nachází ve stavu plazmatu. [3] [4]

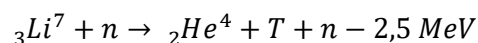
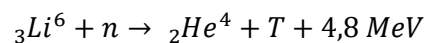
Ze všech fúzních reakcí je v současné době u deuterium-tritium fúze nejsnáze dosažitelný energetický zisk. Alternativou by mohla být fúze deuterium-deuterium, tu se však nepodaří v dohledné době dosáhnout, protože je potřeba jádra deuteria přiblížit na vzdálenost poloměru protonu a překonat odpudivé Coulombovy síly. V současnosti je cílem úsilí v oblasti fúze reakce deuterium-tritium, a to pro svou snazší získávání energie, bude tedy použita u všech reaktorech první generace. Hlavní výhodou deuterium-tritium reakce oproti deuterium-deuterium reakci je zejména nízká optimální teplota pro průběh fúzní reakce. [3]

Deuterium-tritium reakce spočívá ve sloučení jednoho jádra deuteria a tritia za vzniku helia, neutronu a uvolněné vazebné energie. Lze ji zapsat jako: [1]

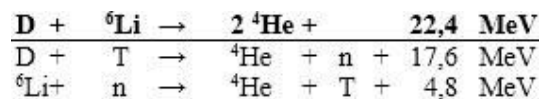


V makroskopickém měřítku se uvolňuje $338 \cdot 10^6 \text{ MJ/kg}$. Ze zákona zachování energie vyplývá, že 3,5 MeV získá heliové jádro, zbylých 14,1 MeV připadá na neutron. Heliové jádro je kvůli kladnému náboji drženo polem reaktoru, kde předává nabytou energii ve formě tepla zbytku plazmatu, neutron je bez náboje, a proto z pole uniká – neutrony jsou pak pohlcovány komponenty reaktoru, kterým předávají kinetickou energii a tím je zahřívají. [2]

Tato reakce, ačkoli dobře proveditelná, skýtá několik zásadních problémů. Energie reakce se mimo jiné uvolňuje ve formě neutronového toku, která aktivuje materiály v konstrukci reaktoru. Dalším problémem je potřeba stálého přísunu tritia. Ten se podařilo vyřešit výrobou tritia přímo ve fúzním reaktoru v takzvané plodivé zóně pomocí lithia:



Uvedené reakce (při zanedbání neutronových ztrát, které jsou v reálném reaktoru nevyhnutelné) pak lze sloučit: [2]



Druhá generace reaktorů bude využívat pouze zmíněné slučování jader deuteria, lithium nebude pro reakce potřebné. Tento přístup je však zatím jen budoucnost, protože dosažení kladného energetického zisku u reakcí deuterium-deuterium je z technologického hlediska mnohem obtížnější. Tuto reakci lze psát jako: [2]

$6 D$	\rightarrow	$2\ ^4\text{He} + 2p + 2n$	$+ 43,2$	MeV
$D + D$	\rightarrow	$^3\text{He} + n$	$3,3$	MeV
$D + D$	\rightarrow	$T + p$	$4,0$	MeV
$D + ^3\text{He}$	\rightarrow	$^4\text{He} + p$	$18,3$	MeV
$D + T$	\rightarrow	$^4\text{He} + n$	$17,6$	MeV

Předmětem dalších generací budou reaktory na principu bezneutronové fúze, slučující jádra vodíku a bóru za vzniku elektricky nabitých částic, které bude možno udržet magnetickým polem reaktoru.

2.1 Lawsonovo kritérium

Základní podmínkou Lawsonova kritéria je energetická rovnováha: získaná energie = účinnost * (fúze – ztráty vedením – ztráty radiací), kde získaná energie je energie zbylá po procesu jaderné fúze, fúze je energie generovaná fúzním procesem v reaktoru, ztráty radiací jsou ztráty způsobené elektromagnetickou radiací opouštějící plazma, ztráty kondukcí jsou ztráty způsobené hmotou opouštějící plazma.

Základní nerovnice Lawsonova kritéria zní:

$$n\tau_E \geq f(T)$$

Tuto podmínku je možno splnit dvěma způsoby (odtud dva způsoby udržení fúze): dosáhnout velké hustoty jader za krátký čas, anebo nižší hustoty jader za delší čas. První přístup se označuje za inerciální, ten spočívá ve stlačení paliva pomocí výkonného laseru. Druhý způsob, takzvané magnetické udržení, spočívá v udržení paliva pomocí magnetického pole. [2]

V praxi používanější je takzvaný trojný součin, který vychází z předpokladu, že při magnetickém udržení tlak nezávisí na teplotě plazmatu, ale je dán pouze intenzitou magnetického pole. Pro deuterium-tritium fúzi je hodnota trojného součinu při teplotě 14keV $n\tau_E T \geq 3 \cdot 10^{21} m^{-3} keVs$

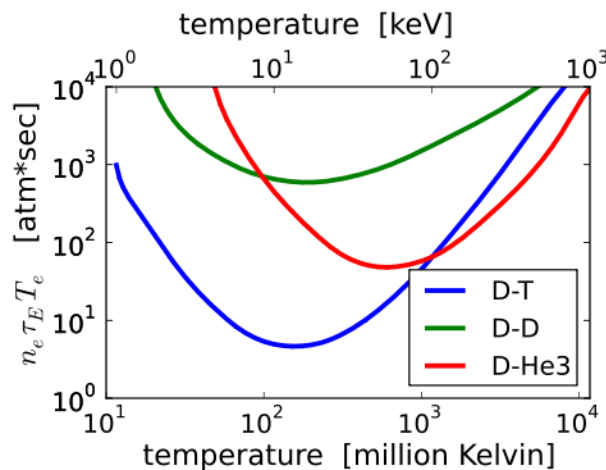


Figure 1 Hodnoty trojného součinu [1]

Pro projektované profily reaktoru ITER vychází $n\tau_E T \geq 5 \cdot 10^{21} m^{-3} keVs$.

Hodnoty pro tokamaky:

$$T \sim 10 - 20 \text{ keV}$$

$$n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$$

$$\tau_E \sim 5 \text{ s}$$

Dobu udržení je obtížné předvídat, konstruovaný reaktor ITER by měl dosahovat přibližně 4 s. [6]

2.2 Faktor zesílení výkonu

Pro provoz elektrárny bude potřeba znát celkovou energii získanou při procesu fúzní reakce, k tomu se v praxi používá faktor zesílení výkonu. Faktor zesílení výkonu je podíl fúzního výkonu a výkonu ohřevu:

$$Q = \frac{P_f}{P_h}$$

Vyrovnění, tedy stav, kdy energie přivedená do reaktoru bude stejná, jako energie získaná z procesu, nastane při $Q=1$, reaktor ITER je projektován na hodnotu $Q=10$.

3 Tokamak

Jednou z nejzdařilejších koncepcí fúzního reaktoru je tokamak. Původní koncept vznikl v padesátých letech v Rusku, tam získal i svůj název – z ruského „Токamak“.

Aby bylo možné dosáhnout stabilního procesu fúze, musí být částice plazmatu o vysokých teplotách udrženy uvnitř komory – při kontaktu se stěnou komory se plazma rapidně zchladí a může dojít k poškození první stěny. Tokamak tento problém řeší magnetickým polem ve tvaru šroubovice, které uzavře částice plazmatu uvnitř toroidu.

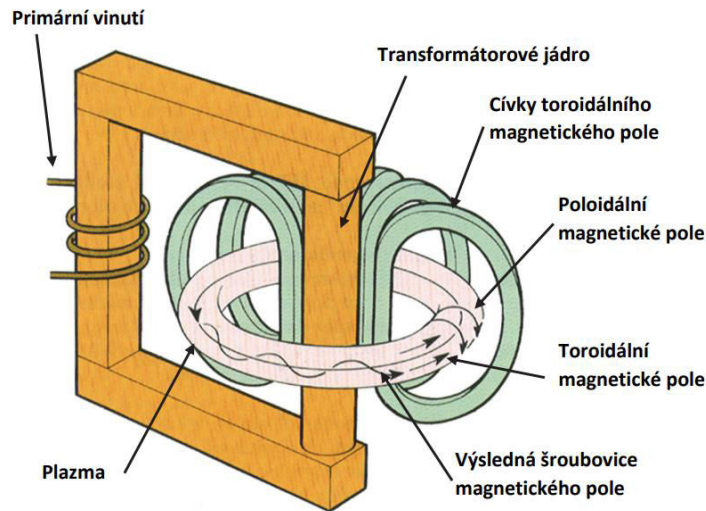


Figure 2 Schematické znázornění tokamanku [7]

Tokamak se skládá z prstencové vakuové komory kolem transformátorového jádra. Transformátorové jádro generuje elektrický proud v plazmatu, který vytváří poloidální magnetické pole, toroidální magnetické pole je tvořeno cívkami navinutými kolem magnetické komory. Kombinací toroidálního a poloidálního pole vzniká zmíněné šroubovicové magnetické pole, které drží plazma uvnitř komory. Pro ITER maximální magnetické pole centrálního solenoidu cívky bude $B = 13 \text{ T}$, toroidální pole $B=11,3\text{T}$. [7]

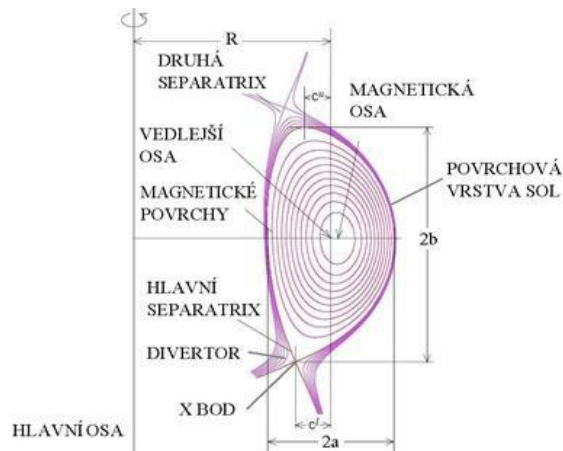


Figure 3 Geometrie toroidu tokamaku [7]

Problematika fúzní energetiky je obecně široké téma, úplný popis by byl nad rámec této práce. Rešerše tedy bude omezena na popsání způsobů zatěžování komponent v reaktoru a konstrukčních prvků, které budou přímo vystaveny vysokým teplotním tokům, zejména tedy první stěnu.

3.1 Nestability v plazmatu

Plazma představuje velmi komplikovaný stochastický systém, ve kterém dochází k velkému množství náhodných jevů zodpovědných za nestability plazmatu. Nejzávažnější důsledek nestabilit je kontakt plazmatu s první stěnou, čímž dojde k náhlému zvýšení teploty v komponentech první stěny a prudkému zchladnutí plazmatu. Snahou je tyto jevy co nejefektivněji mírnit.

ELM (edge localized mode): jedná se o nestability na okrajích plazmatu, které způsobují kontakt plazmatu s první stěnou. V krátkých intervalech okolo 0,5 ms na panelech první stěny vytváří tepelný tok 1 až 10 GW/m^2 . Tyto nestability lze velmi obtížně potlačovat, při konstrukci komory reaktoru je nutné tento fakt zohlednit.

Disrupce: při disrupcích se v plazmatu mění magnetické pole a elektrický proud a následnému zhroucení plazmatu směrem k první stěně. Jedná se o nejzávažnější nestabilitu, při disrupcích dochází k vysokému nárůstu tepelného toku až k 15 GW/m^2 až po dobu 10 ms. Disrupce jsou předmětem současného výzkumu, protože stále nebyl objeven způsob, jak jim efektivně předcházet. Jednou z příčin disrupce je posunutí plazmatu ve vertikální poloze, takzvaný *vertical displacement event*.

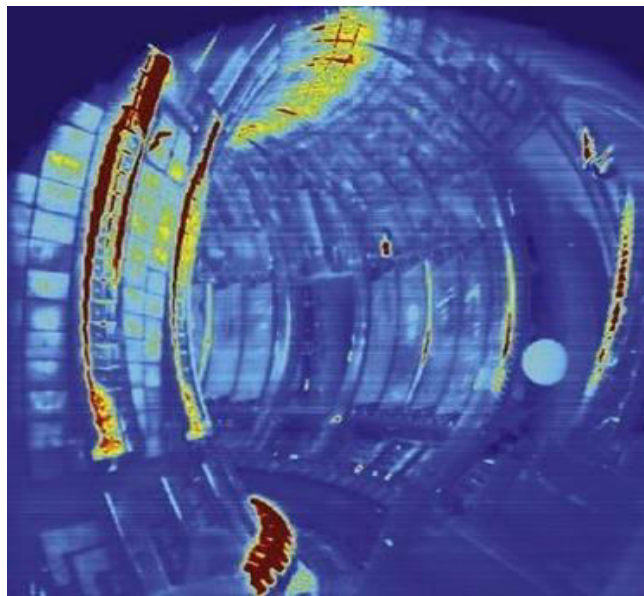


Figure 4 Žlutá a červená barva označují místo kontaktu plazmatu s první stěnou při disrupci [13]

VDE (vertical displacement event): dochází ke změnám vertikální polohy plazmatu a kontaktu s první stěnou, tepelné toky dosahují až 15 GW/m^2 po dobu 1,5 ms. Změny vertikální polohy je možné pro svou relativně dlouhou dobu trvání (300 ms) předvídat a tlumit jejich dopady změnou magnetického pole.

Svazek ubíhajících elektronů: v plazmatu může vzniknout svazek elektronů, které jsou urychlovány polem reaktoru až překonají magnetické pole a z „magnetické nádoby“ uniknou. Svazek působí intenzivně na velmi malé ploše, způsobuje zvýšení tepelného toku až na 40 GW/m^2 . Při kontaktu s konstrukcí reaktoru

způsobí svazek elektronů odtavení povrchu do hloubky několika milimetrů, při kontaktu se zároveň uvolňuje rentgenové záření. [7]

Událost	Energie vyzářená na PFC [MJ/m ²]	Délka události [ms]	Tepelný tok na povrch PFC [MW/m ²]	Roztavná vrstva PFC [mm]	Vypařená vrstva PFC [mm]	Projektový počet událostí
ELM (nepotlačená)	2	0,4	5 000	0,22	0,25	0
Disrupce (potlačená)	1	3 / 9	333 / 111	0,01	0	2700
Disrupce (nepotlačená)	10	3 / 9	3333/111 1	0,8	0,07	300
VDE (potlačená)	14	300	40	0,81	0,038	135
VDE (nepotlačená)	34	300	40	0,86	0,42	15
Ztráta udržení při přechodu z H do L módu	120	3000	40	0,4	0,8	0
Ubíhající elektrony	300	1	300 000	1,8	N/A	0

Tabulka 1 Události uvnitř reaktoru a jejich dopady [13]

Kvůli technologickým možnostem konstrukčních materiálů je kladen důraz na vývoj diagnostických a řídicích metod, které budou schopny nestability detekovat a zpětně je i regulovat. Rozlišujeme systémy zpětnovazebné a invazivní. Příkladem zpětnovazebního systému je vertikální stabilizace plazmatu, která spočívá ve změnách magnetického pole reaktoru, čímž chrání první stěnu před kontaktem s plazmatem. Příkladem invazivního systému je technologie MGI, která při detekci nestability zařízení do plazmatu vstříkne plyn (argon nebo deuterium), který způsobí ochlazení plazmatu. Nejmodernější systémy MGI dokáží vstříknout plyn do 5 ms od zjištění nestability. [14]

3.2 Ohřev plazmatu

Pro dosažení a průběh termojaderné reakce bude potřeba palivo zahřívat na teplotu vyšší než 100 mil K. Při provozu část tepla generovaného fúzní reakcí poslouží k udržení plazmatu na požadované teplotě, avšak ke spuštění bude potřeba dodat palivu počáteční energii. K ohřevu se používá vstřík neutrálního svazku atomů, ohmický ohřev a radiofrekvenční ohřev. [7]

3.2.1 Vstřík neutrálního svazku atomů (NBI)

Spočívá ve vstřelování urychlených neutrálních atomů do plazmatu v reaktoru. Atomy deuteriového plynu jsou nejprve ionizovány a ionty jsou pak elektrickým polem urychleny a průletem deuteriovým plynem neutralizovány. Jako neutrální atomy jsou vstříkovány do reaktoru, kde svou energii předávají srážkami s palivem – kinetická energie deuteriového plynu se mění na tepelnou energii paliva.

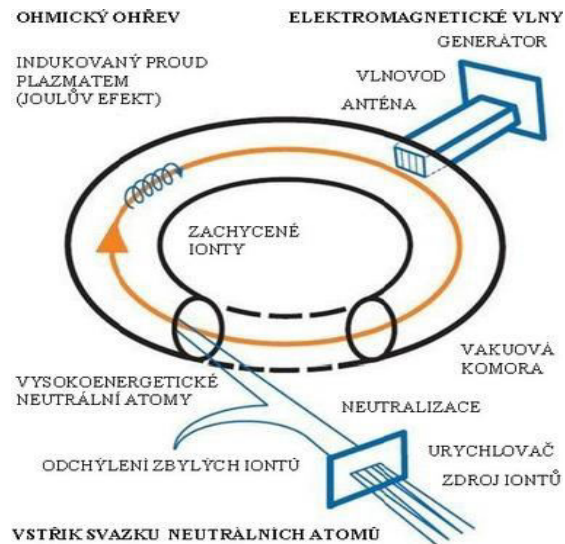


Figure 5 Systém ohřevu a neinduktivního generování elektrického proudu plazmatu [7]

3.2.2 Ohmický ohřev

Plazma je vodivé, lze jej tedy zahřívát přímým zavedením elektrického proudu. Generované teplo závisí podobně jako u vodičů na odporu plazmatu, elektrický odpor plazmatu se však snižuje s rostoucí teplotou, takže při teplotách vyšších než 50 mil K se tato metoda stává neefektivní.

3.2.3 Radiofrekvenční ohřev

Princip spočívá v generování vysokofrekvenčních elektromagnetických vln pomocí oscilátoru. Pokud mají vlny správnou frekvenci (násobky cyklotronové rezonanční frekvence), jsou vlny pohlcovány elektrony a ionty v plazmatu, a dochází k zahřívání.

3.3 Divertor

Přítomnost nečistot při fúzi způsobuje ztrátu energie a tím i chladnutí plazmatu, dále spolu s heliem snižují hustotu paliva a dochází ke zpomalování reakce. Divertor slouží k odvodu odpadních spalín a nečistot ze spalovací komory. Divertor bývá nejčastěji umístěn v dolní části komory (někdy se umísťuje i do horní části). Skládá se ze dvou hlavních komponent: divertorových terčů a magnetických cívek. Cívkami divertor odklání siločáry magnetického pole na své terče, povrchová vrstva plazmatu směřuje do divertoru podél povrchu hlavní separatrix. Odklonem částic divertor zároveň tvaruje plazma tak, že nedochází ke styku s první stěnou.

Terče budou vystaveny vysoké tepelné zátěži okolo $5 \text{ MW}/\text{m}^2$, ve špičce až $20 \text{ MW}/\text{m}^2$, proto je třeba je náležitě chránit. Jako povrchová vrstva se osvědčil wolfram, který dobře odolává vysokým teplotám. Chlazení divertorových terčů se bude provádět pomocí integrovaného potrubí CuCrZr vodou o teplotě 70-200°C. [7]

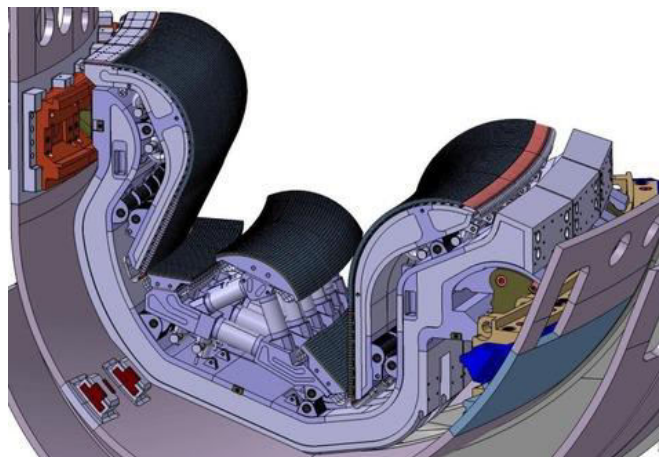


Figure 6 CAD model divertoru [7]

3.4 Blanket reaktoru

Blanket bude zastávat dvě primární funkce: odvod generovaného tepla z reaktoru a produkci tritia potřebného k udržení reakce. Stávající reaktory aplikaci blanketu nevyžadovaly kvůli minimálnímu fúznímu výkonu. Až reaktor ITER bude tuto komponentu obsahovat, prozatím jen kvůli radiačnímu stínění a odvodu tepla, nebude ještě produkovat tritium. Moduly blanketu plánovaného projektu ITER budou vyrobeny z austenitické oceli.

Důležitým faktorem při návrhu blanketu bude chladivo. To musí být schopné odvádět vysoké generované tepelné toky. V současnosti existuje několik druhů blanketu, dělí se podle druhu použitých chladiv na: [3]

- WC – chlazené vodou
- HC – chlazené heliem
- DC – dvojí chlazení
- SC – s jednoduchým PbLi chlazením
- LC – chlazené PbLi

Ačkoli z průmyslového hlediska je helium dobře zvládnutá látka, při vysokých rychlostech je helium náchylné na vznik turbulencí, a to má za následek vysoké hydraulické ztráty. Nízké teploty, které budou potřebné k uchlazení blanketu, navíc omezují výstupní teplotu helia, čímž je omezena účinnost termodynamického cyklu. Jednou z výhod helia oproti vodě je nízká reaktivita s lithiem, takže bude možné, aby s ním helium při poruchách přišlo do styku.

Voda zvládne odvádět vysoké tepelné toky, má však několik zásadních nevýhod. Předně voda reaguje s lithiem, což představuje riziko exploze v případě úniku vody do blanketu, který by měl lithium obsahovat. Dalším problémem chlazení vodou je koroze.

Způsob chlazení	Maximální tepelný tok na první stěnu	Maximální tepelný tok na terče divertoru
Helium	< 1 MW/m ²	< 10 MW/m ²
Voda	< 2,5 MW/m ²	< 20 MW/m ²
Var podchlazené vody	< 5 MW/m ²	

Tabulka 2 Způsoby chlazení první stěny [11]

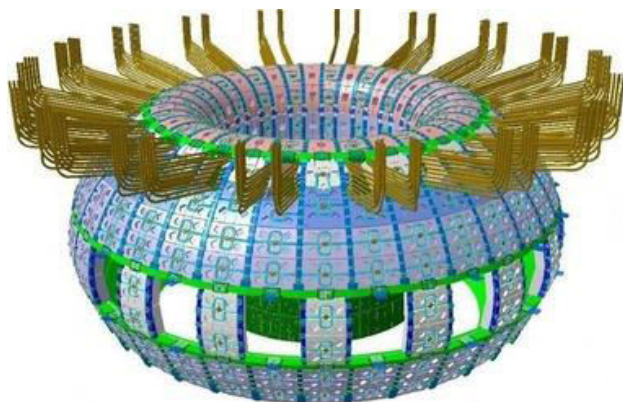


Figure 7 Blanket reaktoru ITER [14]

3.5 První stěna

První stěna je přímo vystavena plazmatu a má za úkol chránit konstrukci před působením plazmatu. Uvolňované neutrony budou mít energii $14,1 \text{ MeV}$, přenášený tepelný tok při provozu dosáhne $1,5 \text{ MW/m}^2$ a dojde i k rozsáhlému radičnímu poškození (poškození materiálové struktury, transmutace atomů a vodíková křehkost). To klade vysoké požadavky na odolnost použitých materiálů. Chladicí systém blanketu se značně liší podle typu použitého blanketu, v současnosti nejčastěji používaným chladivem je voda, některé návrhy v budoucnu budou používat helium nebo tekuté kovy. [12]

Zátěž	Typ zátěže	Označení	Projektová hodnota
Neutronová zátěž	Neutronový tok	Φ_N	$1,5 \text{ MW/m}^2$
Tepelná radiace	Tepelný tok	Φ_C	$0,5 \text{ MW/m}^2$
Interakce s plazmatem	Tepelný tok	Φ_{SOL}	5 MW/m^2

Tabulka 3 Nominální zátěž první stěny fúzního reaktoru [13]

V případě projektu ITER bude povrch panelů první stěny pokryt berylliem, beryllium má dobré mechanické vlastnosti i při vysokých teplotách a dobře odolává i vlivům uvolněných neutronů.

3.6 WCLL

WCLL je koncept vodou chlazeného blanketu, kterého se týká tato práce. Je rozdělen na množství menších, snadno vyměnitelných modulů, takže se při selhání nemusí vyměňovat celý segment. Modul má dva oddělené systémy chlazení, jeden slouží k chlazení první stěny, druhý k chlazení množivé zóny. Materiál segmentu bude tvořit Eurofer-97. [3] [14]

Samotná první stěna pracuje se dvěma variantami návrhu: vlnitý a rovinný design viz Obr. 8, přičemž vlnitý návrh byl zamítnut kvůli náročnosti výroby, reaktory ITER i DEMO pracují s rovinnou variantou. Tato práce se bude zabývat rovinným designem. Nevýhoda rovinného designu je zvýšená tloušťka, do které se může akumulovat teplo, čímž dochází k navýšení maximálních teplot, větší množství materiálu také zvyšuje neutronovou absorpci. Výhody tohoto designu jsou menší lokální eroze způsobené plazmatem a jednodušší výroba. [3]

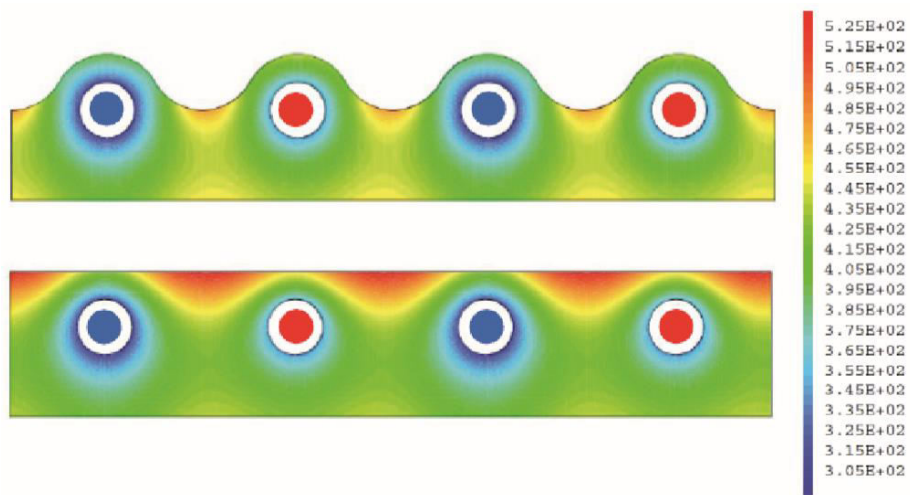


Figure 8 Teplotní pole první stěny vlnitého a rovinného konceptu [14]

4 Intenzifikace přenosu tepla

V této kapitole budou popsány mechanismy přestupu tepla, poslední část pak bude věnována způsobům intenzifikace odvodu tepla.

Teplota je průměrná hodnota kinetické energie atomů látky. Přenos tepla mezi makroskopickými systémy je realizován předáváním kinetické energie pomocí interakcí částic na molekulární úrovni, přičemž dochází k vyrovnávání teploty až do stavu termodynamického ekvilibria. Přestup tepla vždy probíhá z oblastí o vyšších teplotách do oblastí chladnější (proti směru teplotního gradientu) a řídí se druhým zákonem termodynamiky. Základní mechanismy přestupu tepla jsou vedení tepla, konvekce a radiace.

4.1 Přenos tepla vedením

Vedení je způsob přenosu tepla, který probíhá zásadně uvnitř těles v libovolném skupenství, a je umožněno srážkami částic uvnitř média. Kondukce je nejdůležitější způsob přestupu tepla v objektu nebo na rozhraní mezi dvěma tělesy. Přenos tepla vedením je vyšší u pevných látek než u tekutin, protože zafixovaná prostorová poloha atomů usnadňuje přenos energie pomocí vibrací, a vyšší blízkost atomů pevných látek znamená větší množství kolizí. V praxi se problém vedení tepla kvantifikuje pomocí koeficientu tepelné vodivosti λ [W/mK], který je definován jako množství tepla Q , které je v čase přeneseno stěnou o tloušťce 1 m o ploše 1 m^2 při teplotní diferencii ΔT . Teplotní vodivost je vlastnost materiálu a závisí na fázi, teplotě a hustotě média. [15]

4.1.1 Fourierův zákon

Fourierův zákon popisuje závislost měrného tepelného toku přímo závisí na záporné hodnotě součinu koeficientu teplotní vodivosti a teplotním gradientem. V diferenciální formě má Fourierův zákon podobu:

$$\vec{q} = -\lambda \nabla T$$

kde \vec{q} je měrný tepelný tok. Tepelný tok je pak integrálem měrného tepelného toku přes plochu, kterou je teplo vedeno: $\dot{Q} = \iint \dot{q} dA$. [15]

4.1.2 Rovnice vedení tepla

Rovnice vedení tepla je parabolické parciální diferenciální rovnice, která popisuje rozložení teploty v prostoru v závislosti na čase:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \cdot \nabla^2 \cdot T + \frac{1}{\rho \cdot c_p} \cdot \dot{q}_v$$

$\nabla^2 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}, \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right)$ je Laplaceův operátor, $a = \frac{\lambda}{\rho \cdot c_p}$ je teplotní vodivost a \dot{q}_v je objemový zdroj tepla. [15]

4.2 Přenos tepla konvekcí

Za konvekci se považuje přenos tepla, při kterém dochází k výměně teploty mezi pevným tělesem a tekutinou. Z tohoto důvodu bude nutné nejprve popsat mechanismy přestupu tepla na straně kapaliny, zejména vazkou podvrstvou, která je nejdůležitější z hlediska přestupu tepla.

Při obtékání neideální vazkou tekutina ulpívá na stěně tělesa a její rychlost roste od nuly až k rychlosti nerušeného proudu c_o , tento přechod se nazývá mezní vrstva. Tloušťka mezní vrstvy δ_c se určuje arbitrárně, v praxi se nejčastěji volí $c = 0,99c_o$. U turbulentního proudění v kruhovém potrubí lze proudění rozdělit do tří oblastí. Vazkou podvrstva je část kapaliny nejbliže u stěny, dále přechodová část, ve

kteří ještě nejsou vyvinuty fluktuace a turbulentní víry, nakonec jádro turbulentního proudu, které už není součástí mezní vrstvy. [3] [16]

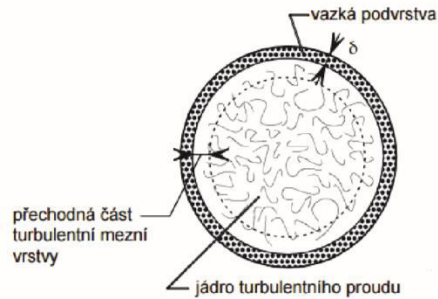


Figure 9 Vazká podvrstva [3]

4.2.1 Vazká podvrstva

Vlivem viskozity je kapalina na stěně brzděna, takže tekutina na stěně prakticky neproudí. Vazká podvrstva má nulovou rychlost, takže sdílení tepla do okolní tekutiny probíhá jen díky konvekci, což se v některých případech může ukázat jako nedostačující. Snaha o urychlování proudění u stěny může však vyústit ke zvýšení vlivu nežádoucí koroze potrubí. Velikost mezní vrstvy popisuje Blasiovův vztah: $\delta_{turb} = 5 \cdot \frac{d_H}{\sqrt{Re}}$. [3]

K popisu konvekce se používá Newtonův ochlazovací zákon:

$$\dot{q} = \alpha \cdot (t_s - t_t)$$

kde t_s je teplota stěny, t_t je teplota tekutiny a α [$W m^{-2} K^{-1}$] je součinitel přestupu tepla. V praxi je nejobtížnější problém nalezení právě součinitele α . Součinitel α závisí na všech proměnných, které mají vliv na proudění v mezní vrstvě: charakteristickém délkovém rozměru L_{char} [m], hustota ρ [$kg \cdot m^{-3}$] tekutiny, dynamické viskozitě μ [$Pa \cdot s$], charakteristické rychlosti proudového pole c_{char} [$m \cdot s^{-1}$], tepelné vodivosti kapaliny λ_k [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$], teplotní objemové roztažnosti γ [K^{-1}], teplotním rozdílu $\Delta t = t_s - t_t$, měrné tepelné kapacitě při konstantním tlaku a objemu c_p a c_v [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$], intenzitě vnějšího silového pole K [$m \cdot s^{-2}$], drsnosti stěny a tepelné vodivosti stěny λ_s . Další komplikací je i fakt, že hodnota součinitele přestupu tepla se pohybuje v rozmezí šesti řádů. Takto složitou závislost není možné zpracovat experimentálně, a proto je nutné použít teorii fyzikální podobnosti. [15]

Teorie fyzikální podobnosti definuje tzv. podobnostní zákony, tedy definice předpisů, které je nutné dodržet, aby závěry byly přenositelné na úlohy s podobnou geometrií. Podobnostní teorie využívá Buckinghamův pí teorém, který umožňuje snížit počet původních rozměrových proměnných problému o počet základních využitých veličin v soustavě, a to při zachování obecnosti. Teorie uvádí, že pro popsání vztahu, který obsahuje n proměnných, lze použít $p = n - k$ bezrozměrných parametrů $\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_n$, přičemž k je počet dimenzí systému. V nauce o konvekci se zavádí pět podobnostních čísel: [15]

Reynoldsovo číslo: $Re = \frac{c_{char} \cdot L_{char}}{\nu}$

Nusseltovo číslo: $Nu = \frac{\alpha \cdot L_{char}}{\lambda}$

Grasshofovo číslo: $Gr = \frac{\gamma \cdot g \cdot \Delta T \cdot L_{char}^3}{\nu^2}$

Prandtlovo číslo: $Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\nu \cdot \rho \cdot c_p}{\lambda_{tek}}$

Fourierovo číslo: $FO = \frac{\tau_{char} \cdot a}{L_{char}^2} = \frac{\tau_{char} \cdot \lambda_{tek}}{L_{char}^2 \cdot \rho \cdot c_p}$

Teorie podobnosti pak umožňuje zavést kritériální rovnici:

$$Nu = f(Re, Gr, Pr, Fo),$$

a pro výpočet součinitele přestupu tepla rovnici $\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{L_{char}}$.

4.2.2 Přestup tepla s fázovou přeměnou

Pokud při konvekci teplota stěny překročí teplotu sytosti kapaliny, začnou se na stěně objevovat bublinky, takovému procesu se říká podchlazený var. Podchlazený var je možné využít ke zvýšení přenosu tepla až o dva řády. Navýšení přestupu tepla je způsobeno pohlcováním tepla skupenskou přeměnou a oddělováním bublin od stěny, což způsobuje rozrušení mezní vrstvy. [3]

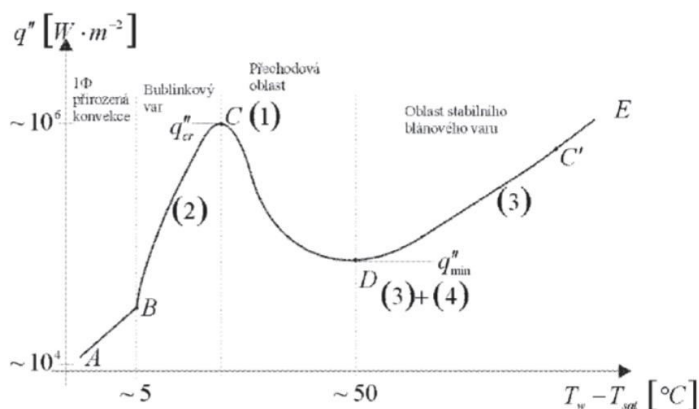


Figure 10 Fázové přeměny při přestupu tepla [15]

V oblasti bublinkového varu odvedený měrný tepelný tok roste až do stavu kritického tepelného toku (bod C). Náhlé snížení součinitele přestupu tepla u filmového varu je dáno tím, že kapalina již nesmáčí stěnu a veškeré teplo přechází do páry. Tím nastává takzvaná krize varu prvního druhu. Pokud by teplota kapaliny dále stoupla nad teplotu sytosti, došlo by k objemovému varu, který výrazně zhoršuje odvod tepla a má za následek i nežádoucí tlakové rázy. [3]

4.3 Přenos tepla radiací

Každé těleso o nenulové termodynamické teplotě vyzařuje elektromagnetické vlny ze svého povrchu, termální radiace je přímý důsledek náhodného pohybu atomů v tělese, který vyvolává emise elektromagnetické radiace. Sdílení tepla zářením probíhá přenosem energie pomocí elektromagnetických vln v transparentním médiu nebo vakuu.

Zářivý výkon zářiče do poloprostoru se vyjadřuje vztah: $\dot{E}_z = \iint I_z dA$, kde $I_z [W \cdot m^{-2}]$ je plošná hustota zářivého toku. Při dopadu zářivého výkonu na povrch tělesa mohou nastat tři události: odraz, pohlcení nebo prostup záření. Tyto skutečnosti popisují relativní veličiny odrazivost (reflexe), pohltivost (absorpce) a průteplivost:

$$r = \frac{\dot{E}_r}{\dot{E}_d}, a = \frac{\dot{E}_a}{\dot{E}_d}, p = \frac{\dot{E}_p}{\dot{E}_d},$$

kde $\dot{E}_d = \dot{E}_r + \dot{E}_a + \dot{E}_p$. Souvislost mezi těmito poměrnými veličinami je pak: $r+a+p=1$.

Termální radiaci popisuje Stefan-Boltzmanův zákon, který definuje kumulativní intenzitu záření černého tělesa jako: $\dot{q} = \sigma \cdot T^4$, kde koeficient $\sigma = 5,669235 \cdot 10^{-8}$ lze vypočítat z jiných konstant jako $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3}$. Zmíněný Stefa-Boltzmanův zákon však platí pouze pro černé těleso, které je pouhou idealizací. Každé těleso, které neabsorbuje veškerou dopadající (též označované jako šedé těleso) emituje menší množství energie než černé těleso a je charakterizováno emisivitou $\varepsilon < 1$:

$$\dot{q} = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$$

Celkový zářivý výkon je dán integrací intenzity záření tělesa přes jeho plochu:

$$\dot{E}_{z\check{c}} = \int_{(A)} \dot{q} \cdot dA = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4 \cdot A$$

4.4 Způsoby intenzifikace odvodu tepla

Závažný nedostatek chlazení kapalinou je vznik vazké podvrstvy, uvnitř které přestupuje teplo prakticky jen konvekci. Při turbulentním proudění navíc dochází ke snižování tloušťky této vrstvy pomalu se pohybující kapaliny a nedojde-li k jejímu narušení, začnou se objevovat bublinky nebo v horším případě dojde k blánovému varu. Jeden ze způsobů zvyšování přestupu tepla tedy bude spočívat v narušování vazké podvrstvy pomocí promotérů turbulence, které za cenu vyšších tlakových ztrát umožní podvrstvu efektivně rozrušovat. V ideálním případě by měly turbulizující prvky umožnit promíchání kapaliny tak, aby kapalina u stěn kanálu proudila do středu a zde se promíchávala s chladnější částí. Takové prvky mohou být například spirály umístěné v ose, které nasměrují proudění kapaliny z axiálního směru i po obvodu kanálu, kde mohou být aplikovány různé výběžky, které takto rotující kapalinu od stěny odtrhnou a bude docházet k promíchávání.

Jako další způsob se nabízí pasivní přístup – změna koeficientů v rovnicích popisujících přestup tepla, tedy změna materiálu. V tomto případě je však materiál konstrukce definován jinými požadavky, stejně tak jako chladivo bude použita voda pro svou schopnost převést tepelnou energii na mechanickou. Rovněž by se nabízela možnost změnit tloušťku stěny v místě mezi komorou reaktoru a kanálem, popřípadě zvýšit množství kanálů – i tato varianta je omezena nároky na tloušťku stěny.

Rovněž je možné zvýšit přestup tepla úpravou povrchů, vyšší drsnost v potrubí má za následek navýšení součinitele přestupu tepla. Na povrch potrubí lze nanést metalické nebo nemetalické vrstvy, které zlepšují smáčivost. Tyto metody se však v praxi nepoužívají, protože dochází k zanášení povrchů a erozi.

Je evidentní, že maximalizace odvodu tepla z první stěny bude spočívat ve změně geometrie kanálu, tedy návrhu takového geometrického rozložení, které umožní maximalizovat odvod tepla, aniž by v chladivu došlo k nežádoucímu přehřívání. Tato práce se zabývá výpočtem rovinného elementu s dnes používaným kruhovým kanálem a obdélníkovým kanálem, viz Obr. 12.

Další možnost zvyšování odvodu tepla představuje hypervapotron. Chlazení technologií hypervapotronu je technologie schopná odvádět velmi vysoké tepelné toky – nejvýkonnější hypervapotrony jsou schopny odvést až $2 \text{ GW}/\text{m}^2$. Hypervapotron maximalizuje přestup tepla pomocí žebrování na straně kapaliny, viz Obr. 11. [9]

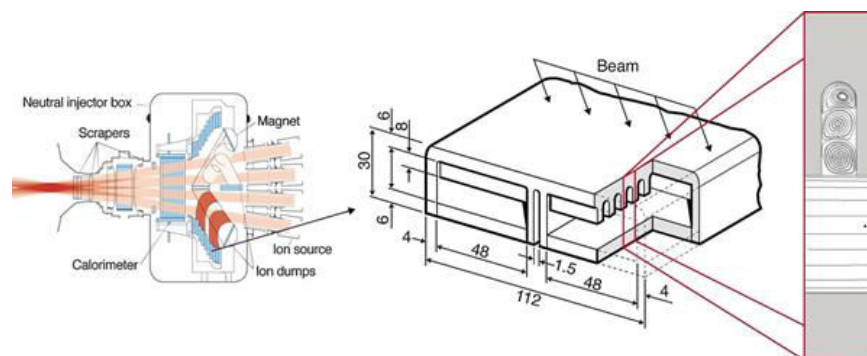


Figure 11 Schéma chlazení pomocí hypervapotronu [10]

5 CFD výpočet

Tato kapitola je zaměřena na výpočet zadané úlohy pomocí metody konečných prvků, citlivostní analýzu, zhodnocení použitých metod a výpočet v softwaru ANSYS Fluent, který je součástí balíčku ANSYS Workbench 18.2.

5.1 Model

Ačkoli balíček Workbench 18.2 obsahuje CAD program pro tvorbu geometrie, model byl vytvořen v programu Autodesk Inventor 2018. Schéma zadání s kruhovým potrubím je na Obr. 12. Druhá geometrie výpočtu obsahuje obdélníkový kanál stejné plochy, jako má kruhový kanál. V obou případech byla zachována tloušťka první stěny 4 mm, obě geometrie jsou 500 mm dlouhé.

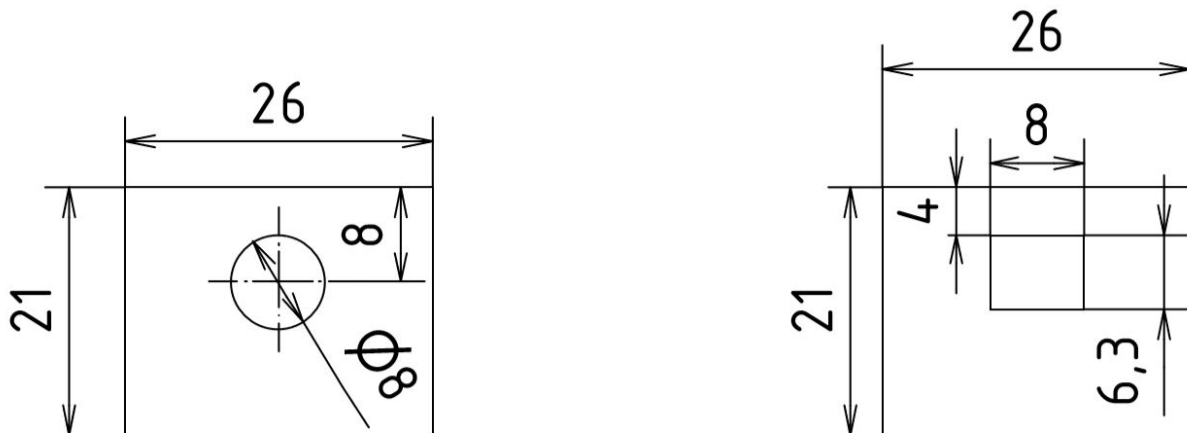


Figure 12 Profil kanálu: vlevo kruhový kanál, vpravo obdélníkový kanál

Výpočetní síť byla vytvořena v programu ANSYS Meshing. Protože Meshing používá jiné algoritmy pro tvorbu sítě ve 3D a 2D, vzniká odlišná síť, byl proto pro účel citlivostní analýzy vytvořen trojrozměrný výpočetní model o zadané geometrii a hloubce 1 mm. [3]

5.2 Citlivostní analýza pevné části

Citlivostní analýzu lze chápat jako pasivní přístup ke stochastickému programování. Jedná se o metodu zkoumání vlivu vstupních proměnných na výstupní proměnné. Cílem citlivostní analýzy je tvorba adekvátně jemné sítě, která poskytne výsledky s dostačující přesností.

5.2.1 Geometrie s kruhovým kanálem

Byly porovnány výpočty s různým nastavením jemnosti sítě. Teoreticky přesný výsledek dostaneme v případě, kdy velikost buněk bude konvergovat k nule – vytváření takto jemné sítě je však vysoce nevhodné, protože se exponenciálně zvyšuje výpočetní čas jen s velmi malým zpřesněním výsledku. Výsledkem citlivostní analýzy by měla být taková síť, která poskytne výsledky s uspokojivou přesností a umožní tím zmenšit objem výpočtu.

Vzniklo 6 variant s odlišnými velikostmi výpočetní sítě, viz Tab. 4. Varianty byly porovnány podle počtu buněk a odchylky průměrné objemové teploty pevné části od nejpřesnějšího řešení – varianty s nejjemnější sítí. Výsledné křivky poměru kvality buněk a přesnosti výpočtu jsou vyneseny v grafu na Obr. 13, do kterého byla vynesena závislost celkového počtu buněk a průměrné teplotní difference na velikosti

buňek. Rozdíl teplot byl spočten jako rozdíl objemové průměrné teploty každé varianty od nejpřesnějšího spočteného řešení (varianty s nejmenější sítí).

Velikost buňky [mm]	Počet buněk [/]	Průměrná teplota [K]	Rozdíl teplot [K]
0,1	501980	629,376	0
0,2	66055	629,124	0,252
0,3	20321	628,338	1,038
0,5	7806	624,956	4,42
1	4397	620,479	8,897
2	4025	668,958	39,582

Tabulka 4 Vstupní hodnoty citlivostní analýzy – variant s kruhovým kanálem

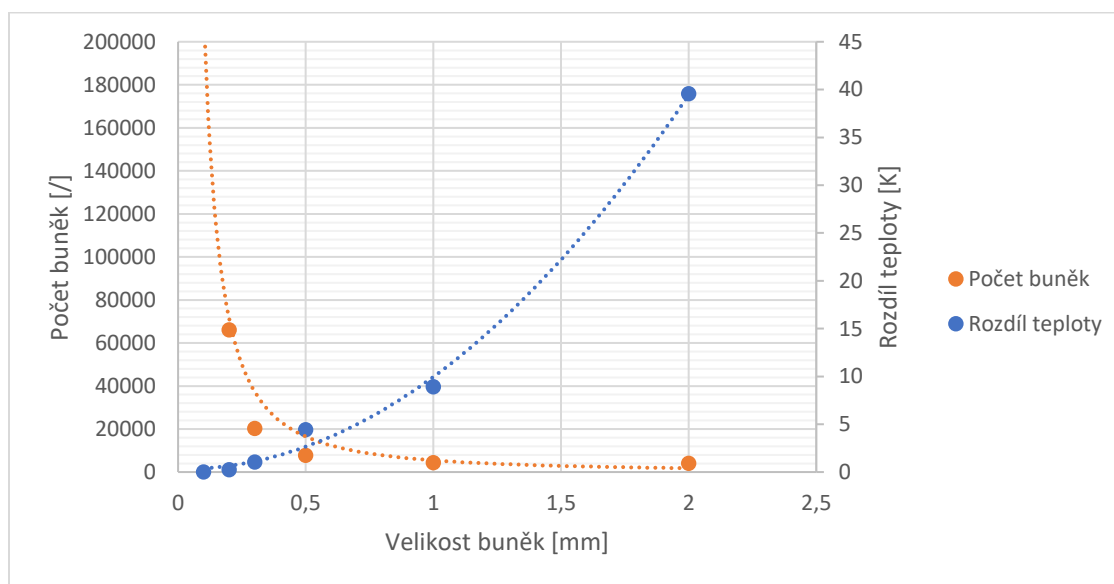


Figure 13 Citlivostní analýza geometrie s kruhovým kanálem

Pro výpočet byla zvolena varianta s průměrnou velikostí buňky 0,4 mm, která by měla poskytnout uspokojivé výsledky. Na Obr. 14 jsou pro porovnání vykresleny teplotní pole v modelech o velikostech mřížky 0,1 mm, 0,4 mm a 2 mm. Na posledním obrázku je ukázka výpočetní sítě pro variantu s velikostí buněk 0,4 mm.

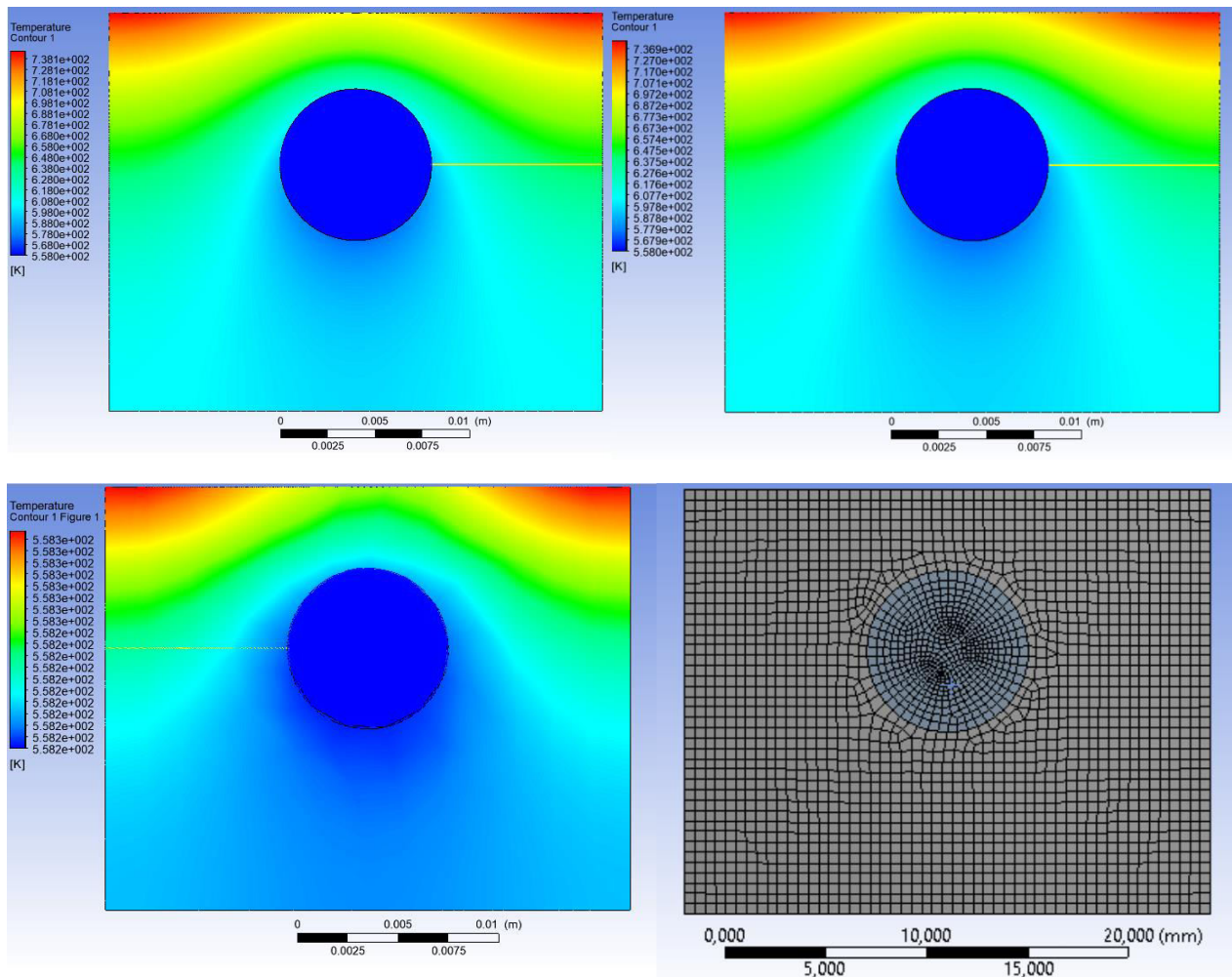


Figure 14 Teplotní pole v materiálu podle nastavení sítě: a) 0,1mm, b) 0,4mm, c) 2mm, d) zvolená síť

5.2.2 Geometrie s čtvercovým kanálem

Podobně jako u varianty s kruhovým kanálem byla provedena analýza geometrie se čtvercovým kanálem. Vzniklo šest variant výpočetní mřížky a byly vyneseny funkce závislosti počtu buněk a rozdílu průměrné teploty v objemu na průměrné velikosti buněk.

Velikost buňky [mm]	Počet buněk [/]	Průměrná teplota [K]	Rozdíl teplot [K]
0,1	496016	634,491	0
0,2	62311	634,405	0,086
0,3	16841	634,345	0,146
0,5	4282	634,764	0,273
1	901	634,764	0,273
2	554	635,905	1,414

Tabulka 5 Vstupní hodnoty citlivostní analýzy – varianta s obdélníkovým kanálem

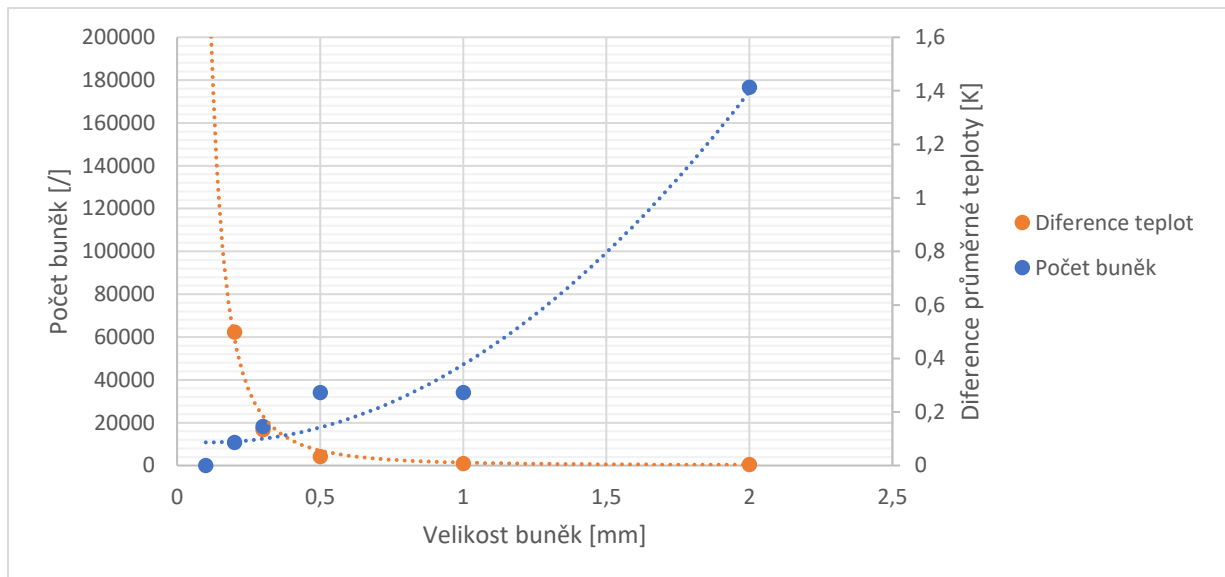
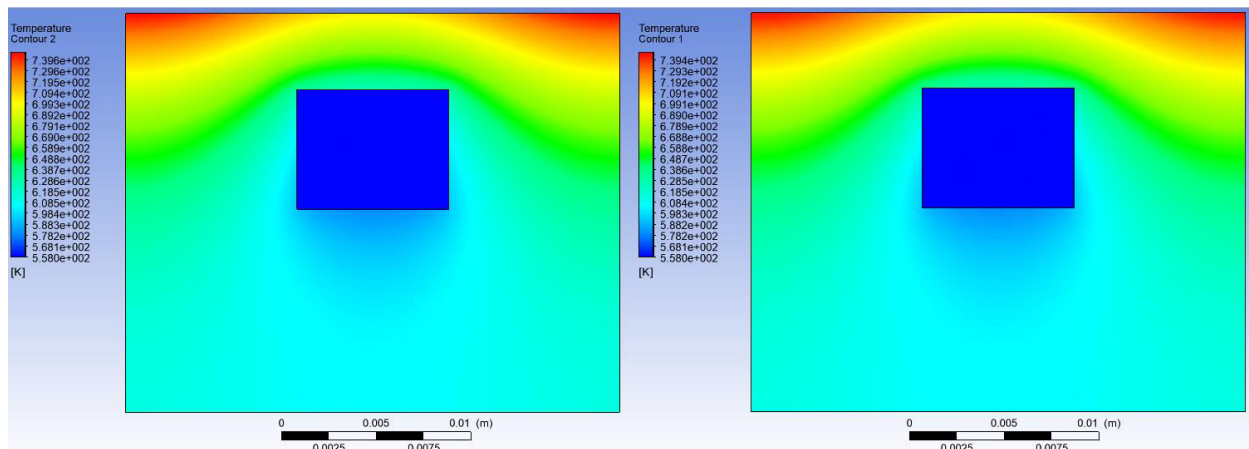


Figure 15 Citlivostní analýza geometrie s kruhovým kanálem

Je vidět, že od průměrné velikosti buňky 1 mm se teplota příliš nemění, pro výpočet byla tedy zvolena velikost buněk 0,8 mm. Teplotní pole pro varianty s 0,1 mm, 0,8 mm a 2 mm jsou spolu s mřížkou zvolené varianty vykresleny na Obr. 16.



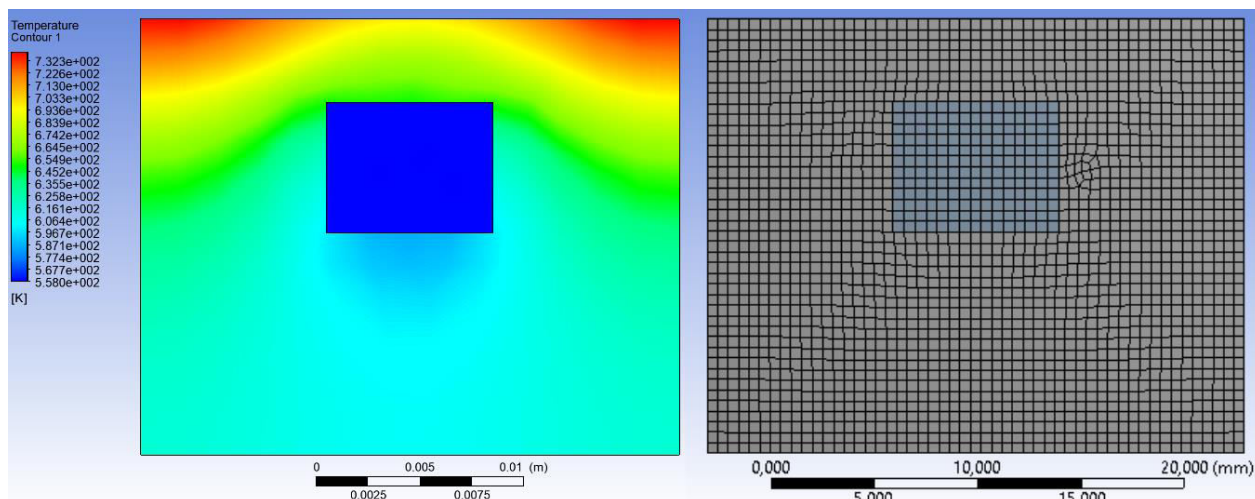


Figure 16 Teplotní pole v materiálu podle nastavení sítě: a) 0,1mm, b) 0,8mm, c) 2mm, d) zvolená síť

5.3 Citlivostní analýza – průtočná část

Citlivostní analýza tekutiny byla provedena pouze na kruhovém kanálu. Vznikla trubice o průměru 8 mm a délce 100 mm. Protože proudění v trubici je při zadaných podmínkách turbulentní, byl pro výpočet použit turbulentní model realizable k-omega, který dosahuje přesnějších výsledků. [16]

Citlivostní analýza tekutiny byla provedena stejným způsobem jako u pevné části. V grafu je vykreslena závislost počtu buněk a průměrné teplotní diference na velikosti buněk. Rozdíl teplot byla v tomto případě vypočítán jako rozdíl plošného průměru teploty (mass weighted average) na výstupu dané varianty od nejpřesnějšího spočteného řešení (varianty s nejjemnější sítí). Výsledné hodnoty jsou uvedeny v Tab. 6, grafy jsou vykresleny na Obr. 17.

Velikost buňky [mm]	Počet buněk [/]	Průměrná teplota na výstupu [K]	Rozdíl teplot [K]
0,3	446220	560,328	0
0,5	111243	560,309	0,019
0,65	49920	560,285	0,043
0,8	27280	560,265	0,063
1	15000	560,24	0,088
2	5520	559,95	0,378

Tabulka 6 Vstupní hodnoty citlivostní analýzy – tekutina

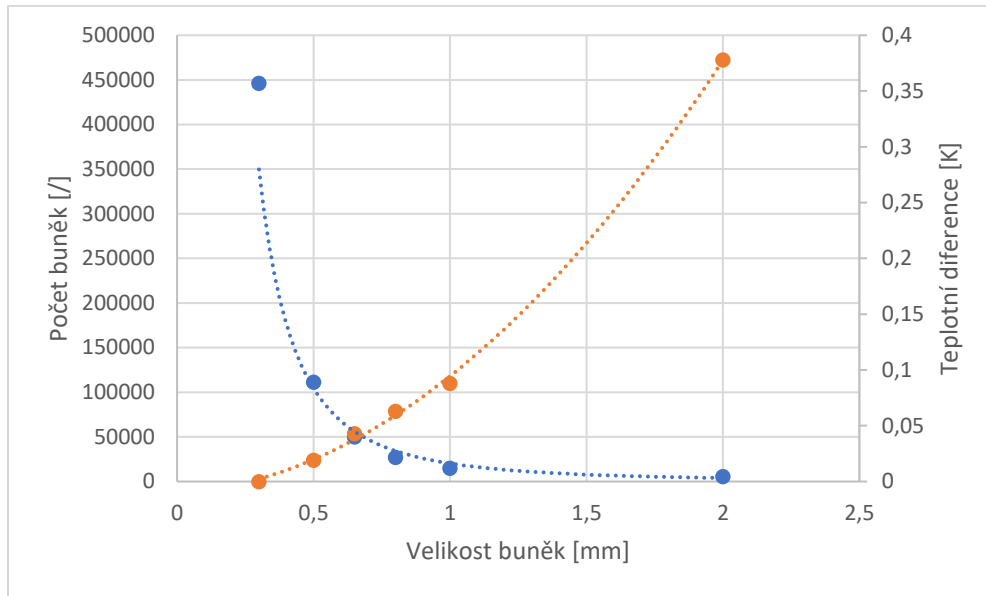


Figure 17 Citlivostní analýza tekutiny

Pro další výpočet byla s přihlédnutím na dobu výpočtu zvolena varianta s velikostí buněk 0,8 mm. Pro úplnost byl vykreslen rychlostní profil vyvinutého turbulentního proudění v kanálu ve vzdálenosti 80 mm od vstupu.

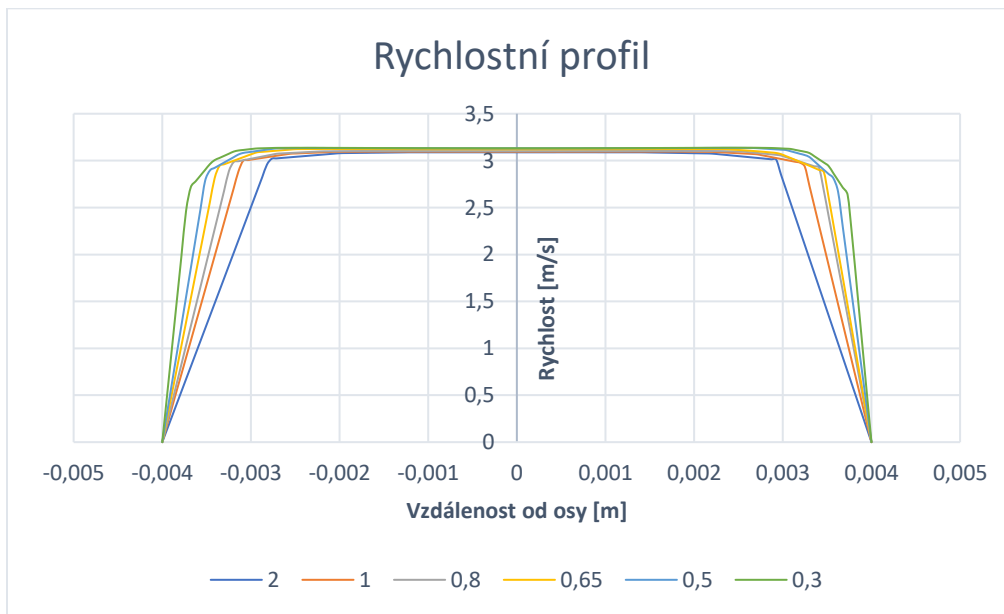


Figure 18 Rychlostní profil pro různá nastavení sítě

5.4 Okrajové podmínky

Na Obr. 19 a 20 jsou popsány okrajové podmínky výpočtu. Počátek os z a y se u obou variant nachází ve středu kanálu.

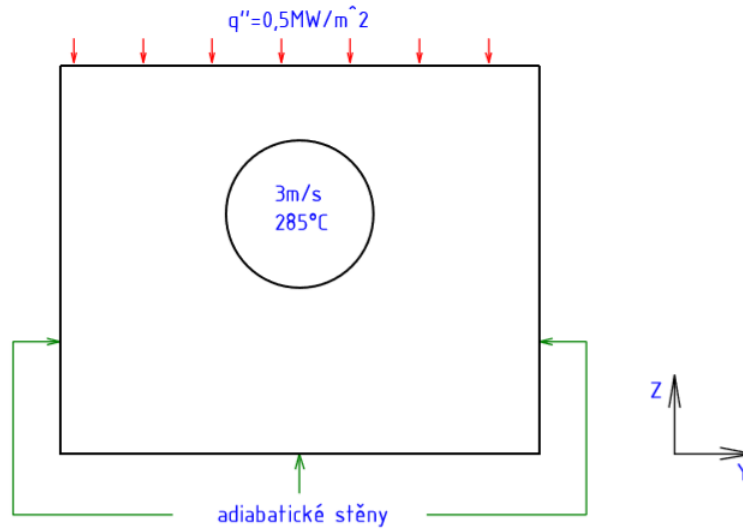


Figure 19 Okrajové podmínky - varianta s kruhovým kanálem

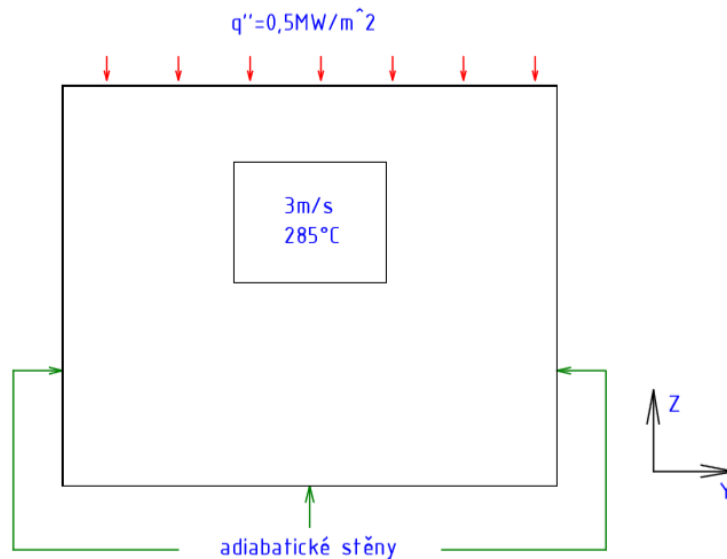


Figure 20 Okrajové podmínky - varianta s obdélníkovým kanálem

5.5 Výpočet

Po provedení citlivostní analýzy bylo možné přistoupit k samotnému výpočtu. Vznikl model elementu první stěny o zadaných geometriích (s čtvercovým a kruhovým kanálem) dlouhý 500 mm . Vrchní stěna modelu (první stěna komory fúzního reaktoru) bude zatížena konstantním tepelným tokem $q'' = 0,5 \text{ MW/m}^2$, na bočních stěnách segmentu je adiabatická okrajová podmínka. Jako chladivo bude použita voda vstupující do kanálu rychlostí 3 m/s o teplotě 285°C a tlaku $15,5 \text{ MPa}$, na konstrukci první stěny byl použit zmíněný

materiál EUROFER 97, jehož materiálové charakteristiky byly do Fluentu zadávány jako hodnoty piecewise linear.

Jako turbulentní model pro výpočet byl zvolen model k-omega. Ten řeší proudění u stěny tím, že oblast nahradí jednou buňkou, uvnitř které využívá empirické vztahy. Tento model přesné výsledky poblíž stěny, s rostoucí vzdáleností však přesnost klesá, to řeší upravený SST model, který u stěny používá rovnice k-omega a dál od stěny je nahradí za model k-epsilon. [17]

5.5.1 Numerické charakteristiky CFD výpočtu

Tab. 7 popisuje způsob nastavení výpočtu. Výpočet byl inicializován z oblasti *Velocity inlet*, pro turbulentní kinetickou energii a rychlost disipace turbulentní energie byla nastavena diskretizace druhého stupně. S výjimkou hydraulického průměru (který byl pro obdélníkový kanál 0,007 m) byl výpočet pro obě varianty nastaven stejně.

General	Solver	Type	Pressure Based
		Velocity Formulation	Absolute
	Time	Steady State	
Models	Energy	On	
	Viscous	k-omega, SST	
Materials	Fluid	All values	piecewise-linear
	Solid	All values	piecewise-linear
Boundary Conditions	Inlet	Velocity Magnitude	3
		Temperature	285
		Turbulent Intensity	3,5
		Hydraulic Diameter	0,008
	Top Wall	Heat Flux	500000
Refernce values	Compute from	Inlet	
	Reference zone	Water	
Solution Methods	Coupling	Scheme Simple	
	Spatial		
	Discretization	Turbulent Kinetic Energy	Second order upwind

Tabulka 7 Způsob zadávání výpočtu

V Tab. 8 jsou popsány vlastnosti materiálu EUROFER 97. [14]

Teplota	t [°C]	20	100	200	250	300	350	400	450	500	550	600
Hustota	ρ [kg·m ⁻³]	7750	7728	7699		7666		7633		7596		7558
Tepelná kapacita	c_p [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	448	486	522	537	551	566	584	612	655	721	801
Tepelná vodivost	λ [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	28,3	29,2	30,7		30,2		29,3		29,5		31,2

Tabulka 8 Teploty vody při 15,5MPa [3]

Tab. 9 obsahuje vlastnosti vody při 15,5 MPa.

Teplota	t [°C]	240	250	260	270	280	290	300	310	320	330	340
Hustota	ρ [kg·m ⁻³]	825	812	797	782	765	747	727	705	680	651	616
Tepelná kapacita	c_p [J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]	4606	4684	4778	4895	5043	5232	5481	5818	6290	6977	8036
Tepelná vodivost	λ [W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]	0,643	0,633	0,621	0,607	0,593	0,577	0,559	0,539	0,516	0,491	0,462
Dynamická vis.	η [10 ⁻⁶ kg·m ⁻¹ ·s ⁻¹]	114	110	106	102	98,2	94,9	91,7	88,3	84,5	80,4	76

Tabulka 9 Vlastnosti materiálu EUROFER 97 [14]

5.5.2 Konvergence

U výpočtu bylo třeba sledovat nejen rezidua, která popisují průběh výpočtu z matematického hlediska pomocí střední kvadratické odchylky, ale i fyzikální ukazatele – byl tedy vytvořen i monitor sumy teplot na výstupu kanálu, který by měl podat lepší informace o konvergenci výpočtu. Rezidua pro obě zadání jsou vykreslena na Obr. 21 a 22. Je vidět, že rezidua u varianty s kruhovým kanálem se ustálila po delší době, navíc u nich došlo k oscilacím.

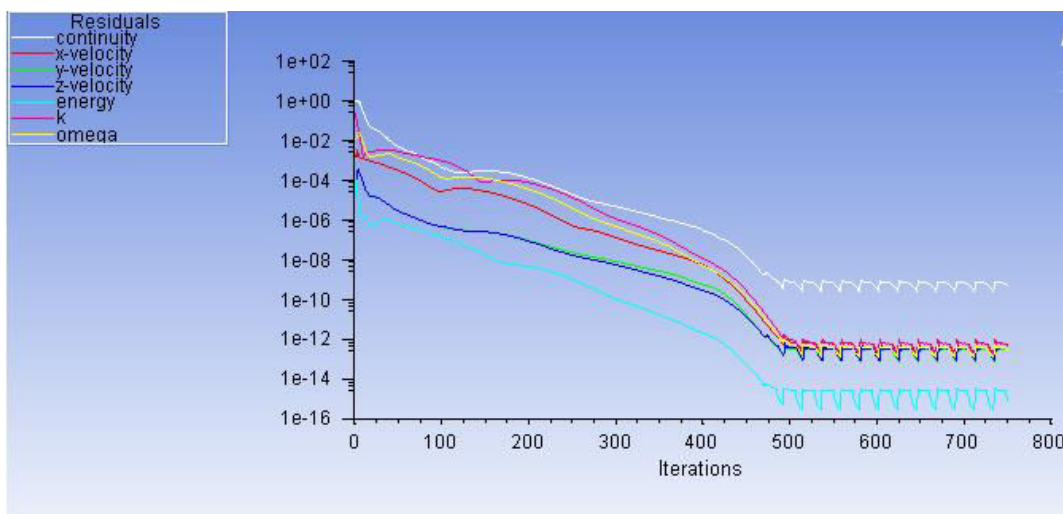


Figure 21 Rezidua - varianta s kruhovým kanálem

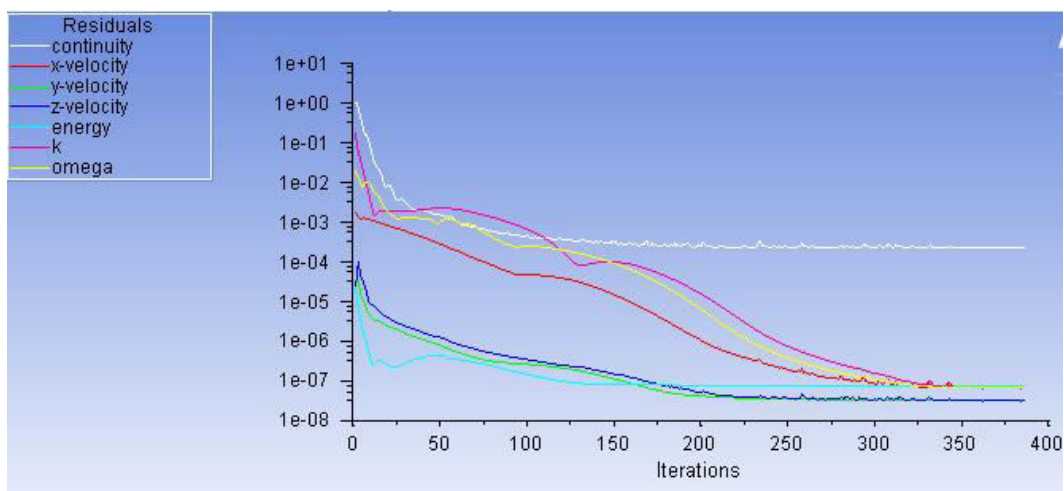


Figure 22 Rezidua - varianta s obdélkovým kanálem

Vážený průměr teploty na výstupu se u obou úloh ustálil o něco rychleji, viz Obr. 23 a 24.

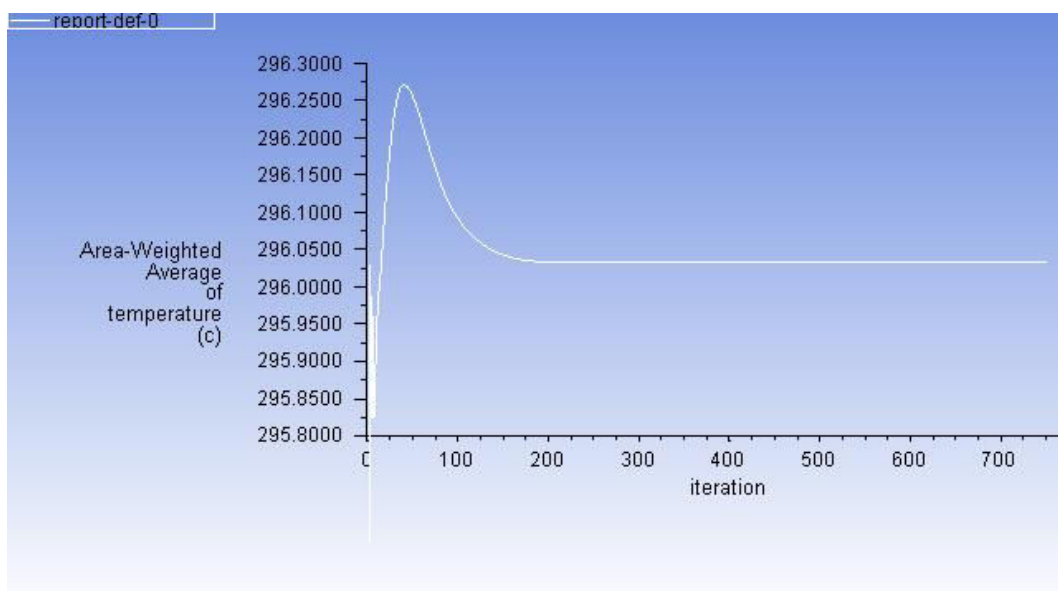


Figure 23 Vážený průměr teploty na výstupu - kruhový kanál

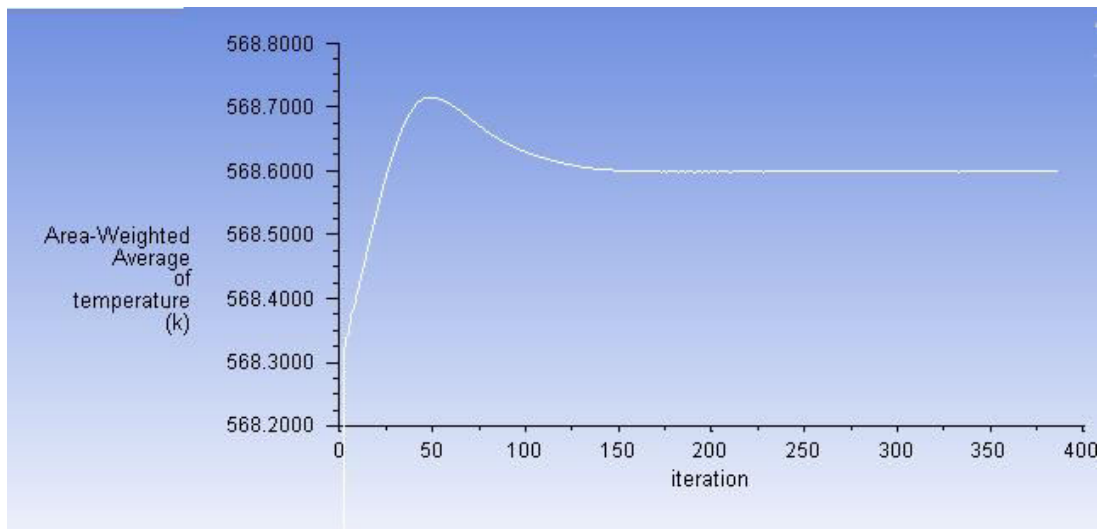


Figure 24 Vážený průměr teploty na výstupu - obdélníkový kanál

5.5.3 Validace výpočtu pomocí energetické bilance

Pro ověření energetické rovnice bude proveden teoretický výpočet založený na bilanci entalpie. CFD výsledky pak budou srovnány s analytickými hodnotami.

Teoretický výpočet výstupní teploty vychází ze základní bilanční rovnice:

$$Q = \dot{m} \cdot c_p \cdot (t_{out} - t_{in})$$

$$t_{out} = t_{in} + \frac{Q}{\dot{m} \cdot c_p} = 285 + \frac{6500}{0,1124 \cdot 5258} = 296 \text{ } ^\circ\text{C}$$

Kde hmotnostní tok:

$$\dot{m} = \bar{u} \cdot \rho \cdot S = 3 \cdot 745 \cdot 5,027 \cdot 10^{-5} = 0,1124 \text{ kg/s}$$

Celkový tepelný tok prošlý první stěnou o ploše $A = 0,013 \text{ m}^2$ vychází $Q = q'' \cdot A = 0,5 \cdot 10^6 \cdot 0,013 = 6500 \text{ W}$. Hodnoty hustoty, měrné tepelné kapacity a tepelné vodivosti byly zpětně odečteny jako průměrné hodnoty z CFD výpočtu.

Budeme-li uvažovat konstantní střední teplotu stěny, lze pro výpočet použít vzorce: [3]

$$\frac{t_{out} - \bar{t}_{wall}}{t_{in} - \bar{t}_{wall}} = \exp\left(-\frac{\bar{\alpha} \cdot \pi \cdot D \cdot L}{\dot{m} \cdot c_p}\right)$$

Kde střední teplota $\bar{t}_{wall} = 310 \text{ } ^\circ\text{C}$ byla odečtena z CFD výpočtu. Středí součinitel přestupu tepla vychází:

$$\bar{\alpha} = Nu \cdot \frac{\lambda_f}{d_h} = 365 \cdot \frac{0,5758}{0,008} = 26251 \frac{\text{W}}{\text{m}^2 \cdot \text{K}}$$

Na základě těchto informací lze dopočítat teplotu na výstupu na $t_{out} = 295,7 \text{ } ^\circ\text{C}$, tedy rozdíl $0,3 \text{ } ^\circ\text{C}$ od základní bilanční rovnice.

Průměrná teplota kapaliny na výstupu vypočtená ve Fluentu u obou kanálů dosahovala $t_{out} = 295,76 \text{ } ^\circ\text{C}$, odchylka CFD výpočtu od teoretických hodnot tedy nepřekročila 1 %.

5.5.4 Validace výpočtu pomocí tlakových ztrát v potrubí

Tato kapitola je zaměřena na ověření výpočtu z hlediska tlakových ztrát v potrubí. Nejprve bude proveden teoretický výpočet podle Darcyho-Weisbachova vztahu a teoretické výsledky pak budou porovnány s řešením z Fluentu.

Darcyho-Weisbachův vztah popisuje tlakovou ztrátu jako: $\Delta p = \lambda \cdot \frac{L}{D} \cdot \rho \cdot \frac{\bar{u}^2}{2}$, kde třecí součinitel pro turbulentní tok v hladkém kruhovém potrubí je podle Colebrookova-Whitova vzorce: [15]

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2 \cdot \log\left(\frac{2,51}{Re\sqrt{\lambda}}\right)$$

Pro výpočet tedy bude zásadní určit hodnotu $Re = \frac{\bar{u} \cdot d_h}{\nu}$. Pro kruhový kanál vychází $Re_k = \frac{3 \cdot 0,008}{1,25 \cdot 10^{-7}} = 194000$. V případě s obdélníkovým kanálem bude třeba pro výpočet Reynoldsova čísla vypočítat hydraulický průměr geometrie $d_h = \frac{4 \cdot A}{o}$, kde A je plocha průřezu a o je omočený obvod (v tomto případě je to obvod obdélníku), takže $d_h = \frac{4 \cdot 6,3 \cdot 8}{2 \cdot (6,3 + 8)} = 7,0 \text{ mm}$. Reynoldsovo číslo vychází $Re_o = \frac{3 \cdot 0,007}{1,25 \cdot 10^{-7}} = 168000$. Součinitel třecích ztrát nelze v tomto případě vyjádřit analyticky, k jeho výpočtu tedy byla použita metoda tečen, hodnota součinitele vychází pro kruhový kanál $\lambda_k \approx 0,026$, pro obdélníkový kanál $\lambda_o \approx 0,028$. Hodnoty potřebné k výpočtu byly převzaty z výsledků z Fluentu.

Po určení hodnoty třecího součinitele bylo možné přistoupit k výpočtu teoretických tlakových ztrát:

$$\Delta p_{Kteor} = 0,03 \cdot \frac{0,5}{0,008} \cdot 745,5 \cdot \frac{3^2}{2} = 6290,3 \text{ Pa}$$

$$\Delta p_{Oteor} = 0,028 \cdot \frac{0,5}{0,007} \cdot 745,5 \cdot \frac{3^2}{2} = 6950,0 \text{ Pa}$$

Analytická hodnota pak byla porovnána s výsledkem z Fluentu:

$$\Delta p_K = 6350,2 \text{ Pa}$$

$$\Delta p_O = 6967,1 \text{ Pa}$$

Rozdíl mezi teoretickou hodnotou a hodnotou z CFD výpočtu u obou variant nepřekročil 1 %. Pro porovnání je pro obě varianty na Obr. 25 a 26 vykreslena teoretická závislost tlakové ztráty na délce spolu s daty z Fluentu. Prvotní odchylka průběhu vypočtené tlakové ztráty od teoretické hodnoty je způsobena nevyvinutým prouděním na vstupu.

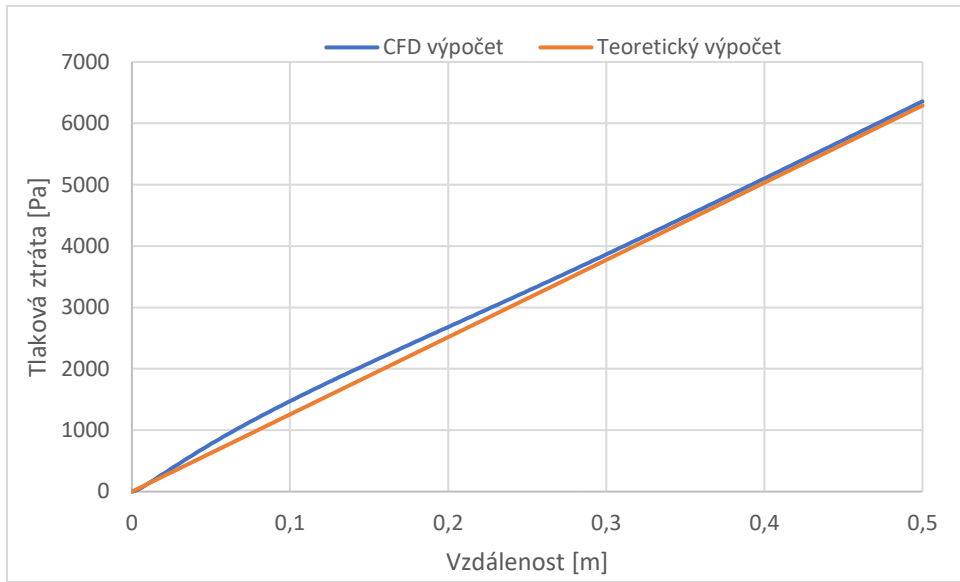


Figure 25 Tlaková ztráta v kruhovém kanálu

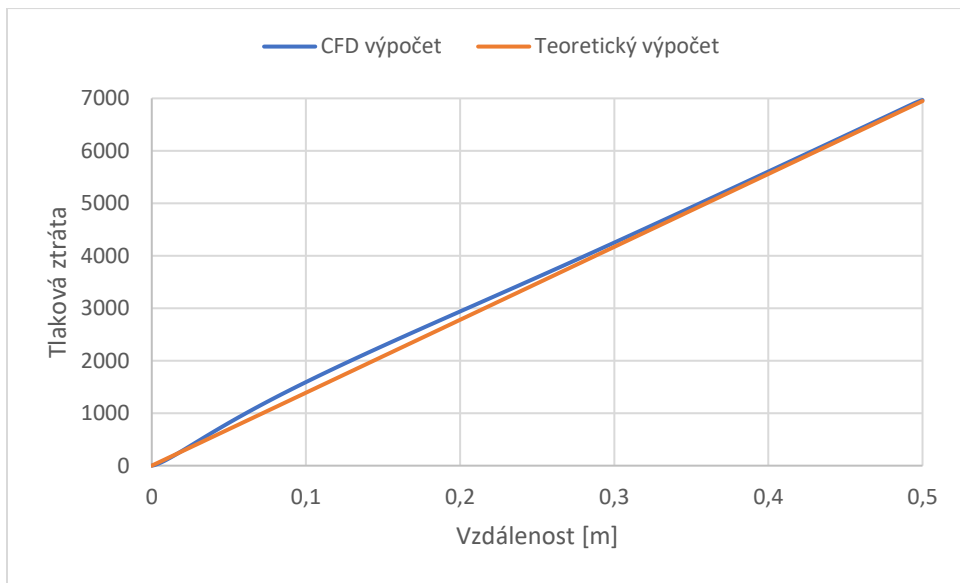


Figure 26 Tlaková ztráta v obdélníkovém kanálu

6 Výsledky

V této kapitole budou prezentovány výsledky CFD výpočtu. Hlavní pozornost bude věnována maximálním hodnotám teploty v pevné části a kapalině, dále budou popsány průběhy teplot, maximum teplotního gradientu a nejvyšší přípustná hodnota tepelného toku, která může dlouhodobě působit na první stěnu

6.1 Pevná část

Z fyzikálních znalostí přestupu tepla lze očekávat, že maximální teplota bude na konci kanálu v rohu přilehlém k zatěžované stěně. Při výpočtu teplota v tomto bodě dosáhla pro kruhový profil 483,5°C, pro obdélníkový profil 482,3°C – pro obě varianty je teplota nižší, než je limitní teplota materiálu EUROFER97 (550°C).

Prudký teplotní gradient vyvolaný změnami teplot má za následek vnitřní pnutí, která mohou porušit integritu první stěny. Byl proto vytvořen graf průběhu teploty v místě, kde lze očekávat nejvyšší teplotní spád, tedy mezi hranou geometrie přilehlé k první stěně a kanálem s chladičem – průběh teploty v tomto místě je vykreslen na Obr. 27. Maximální hodnoty teplotního gradientu pro kruhový profil dosáhla hodnoty 17,3°C/mm, u obdélníkového 14,7°C/mm.

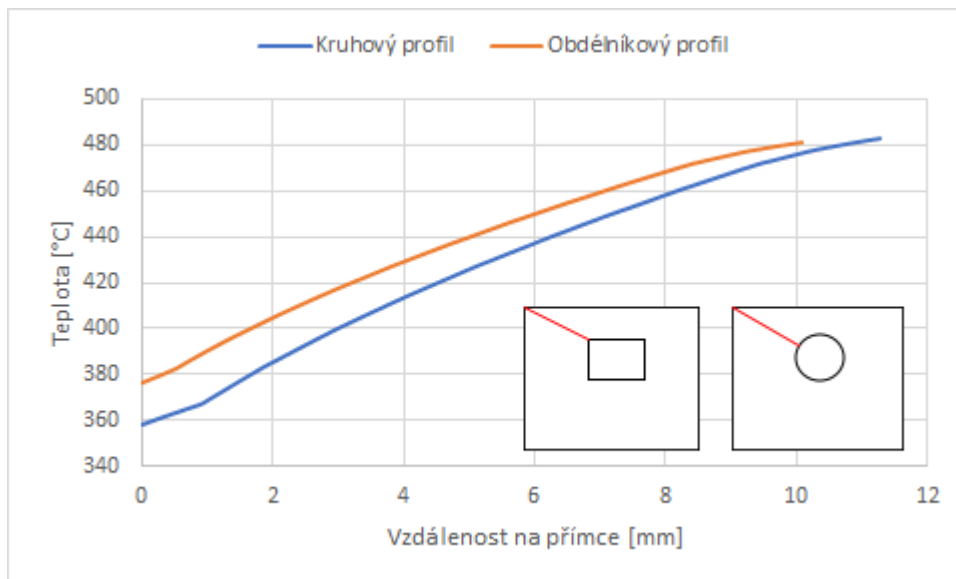


Figure 27 Průběh teplot na nejkratší spojnicí rohu geometrie a kanálu

Jak již bylo popsáno v první části této práce, tepelný tok na první stěnu se může z různých důvodů měnit, někdy až velmi prudce. Vystává tedy otázka, při jakém teplotním toku dojde k překročení limitní teploty materiálu. Bylo tedy potřeba vyšetřit závislost maximální dosažené teploty v materiálu na teplotním toku vyvíjeném na první stěnu. Závislost je vykreslena na Obr. 28. Je vidět, že maximální teplota se s teplotním tokem mění lineárně a pomocí interpolace lze určit, že nejvyšší přijatelný tepelný tok pro kruhový profil je $q''_{Kmax} = 0,65 MW/m^2$, pro obdélníkový profil $q''_{Omax} = 0,71 MW/m^2$.

q'' [MW/m ²]	t_{Kmax} [°C]	t_{Omax} [°C]
1	690,25	674,2
0,75	589	576,5
0,6	528	518
0,5	487	479,1

Tabulka 10 Maxima teploty pro tepelné toky

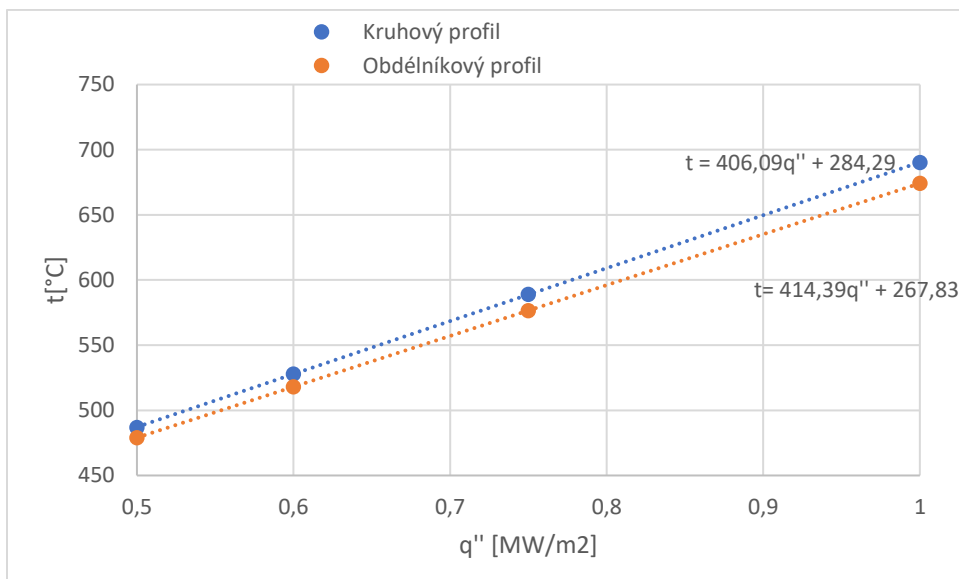


Figure 28 Závislost maximální teploty v elementu na tepelném toku

Nejrizikovější místo obou geometrií jsou hrany přilehlé zatěžované stěně. V tomto místě byl proto vykreslen průběh teplot po délce elementu. Na Obr. 29 je vidět, že křivky průběhu mají podobný tvar a liší se jen rozsahem teplot. Maximální teplota elementu s kruhovým profilem dosáhla 483,5°C, u obdélníkového profilu 482,3°C.

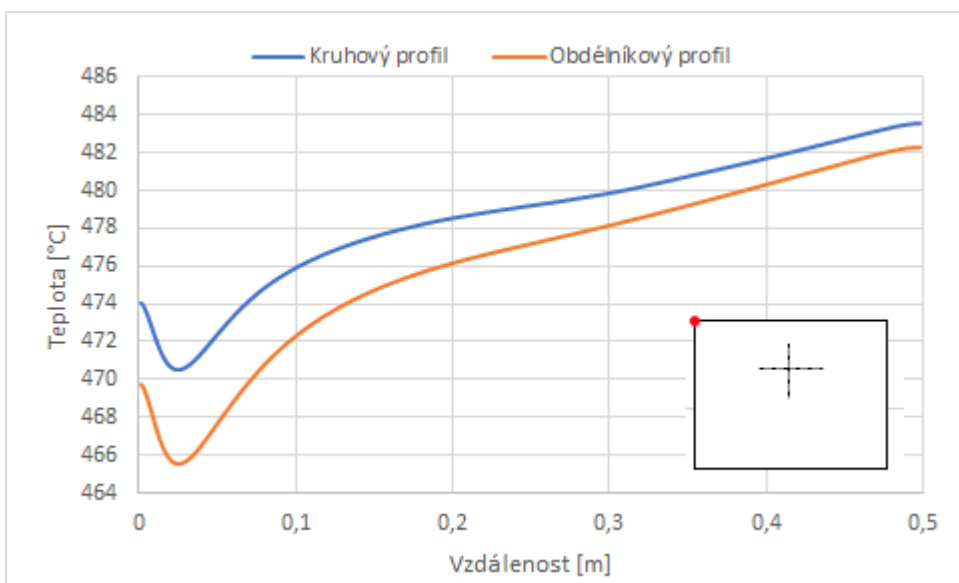


Figure 29 Průběh teploty v rohu po délce elementu

Dále byl vykreslen průběh teplot po délce elementu na významných místech. Na Obr. 30 a 31 je popsán průběh teplot na vrchu kanálu v pevné části a chladivu. Hodnoty byly na úsečku vyneseny jako node-value, úsečky byly položeny ve vzdálenosti 0,1 mm.

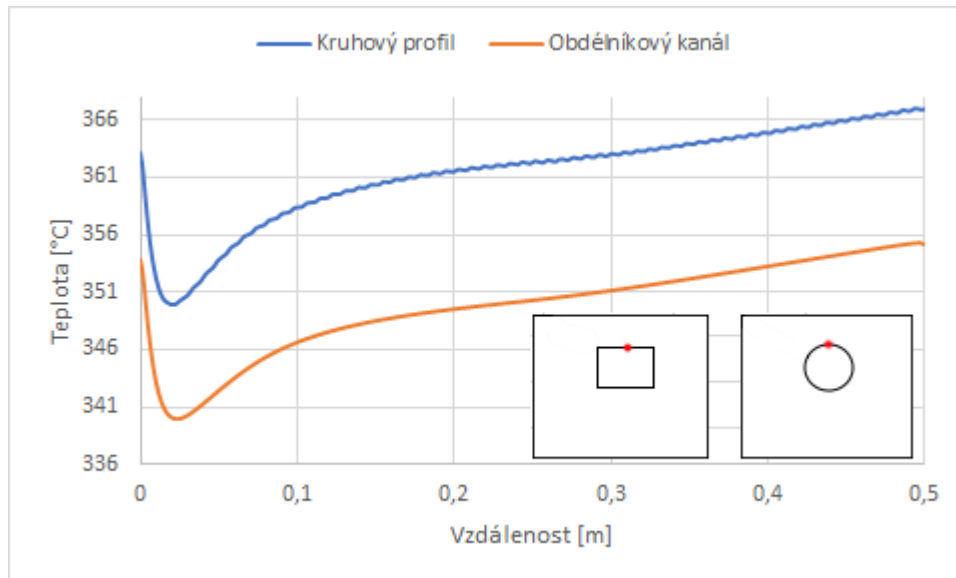


Figure 30 Průběh teploty po délce elementu v pevné části

Rovněž byla popsána nejkratší spojnice mezi kanálem a první stěnou na konci kanálu, aby bylo ověřeno, že nejvyšší gradient nevzniká právě v tomto místě. Nižší sklon průběhu teploty u obdélníkového profilu je způsoben rovnoměrnější tloušťkou stěny v tomto místě, díky čemuž se z tohoto místa lépe odvádí teplo, viz Obr. 31.

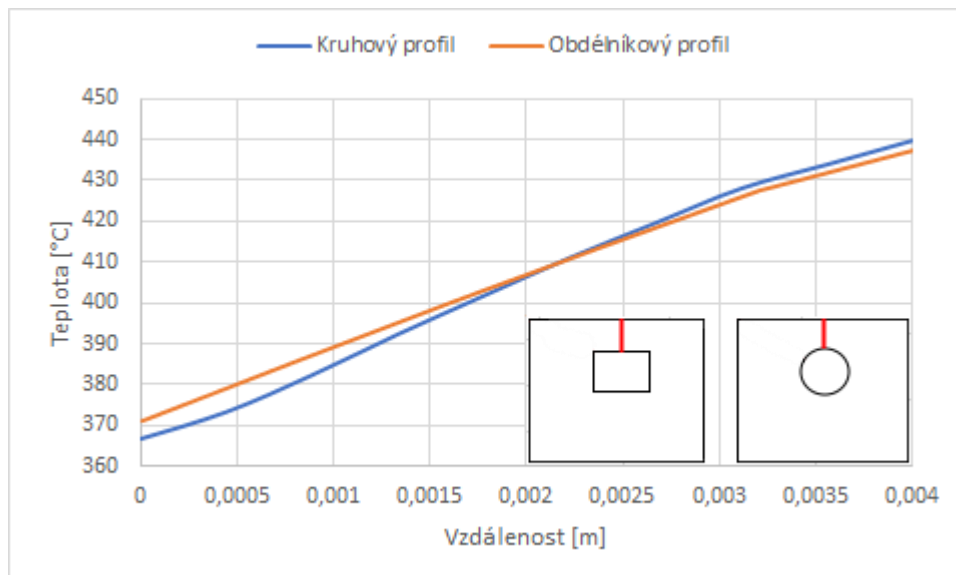


Figure 31 Průběh teplot v nejkratší spojnici mezi kanálem a první stěnou

6.2 Průtočná část

Stejně jako u pevné části byla popsána teplota tekutiny po délce elementu. Pro variantu s obdélníkovým kanálem bylo navíc potřeba kontrolovat teplotu kapaliny v rohu kanálu, zde je chladivo vystaveno největší teplosměnné ploše a mohlo by dojít k přehřátí a následnému vzniku krize varu, která by měla vliv na schopnost elementu odvádět teplo. Na Obr. 32 je vidět, že teplota chladiva na konci obdélníkového kanálu dosáhla 304,6°C.

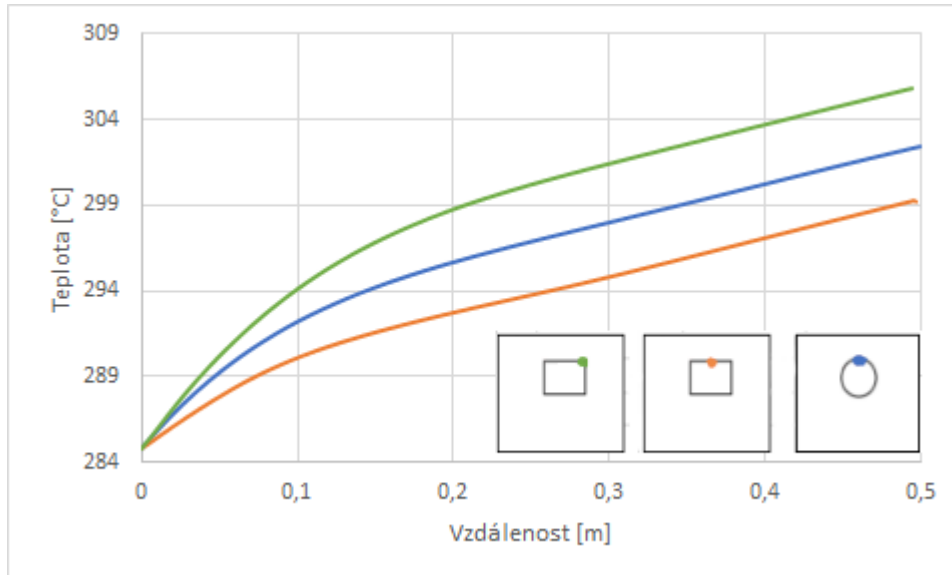


Figure 32 Průběh teploty po délce elementu v tekutině

6.3 Porovnání výsledků

V této kapitole budou porovnány výsledky dvou variant první stěny, geometrie budou srovnány z různých hledisek, předně podle schopnosti odvést tepelný tok na první stěnu.

Maximální teplota pevné části byla o 1,2°C vyšší u varianty s kruhovým kanálem – to je dáno větší vzdáleností rohů elementu od kanálu s chladivem. Geometrie s obdélníkovým kanálem navíc vykazovala nižší průměrnou teplotu v pevné části (365,9°C oproti 372,8°C) a o 60 kW/m² vyšší únosný kritický tepelný tok na první stěnu, což představuje navýšení o 8,5%. Z toho lze usoudit, že obdélníkový kanál lépe slouží k odvodu tepla.

U obou variant docházelo k výraznému zahřívání kapaliny, u obdélníkového kanálu v rozích, kde maximální teplota na konci kanálu dosáhla 304,6°C, u kruhového kanálu v nejbližší místě k první stěně, kde kapalina dosáhla 302,5°C. Bude tedy nutné prověřit zásobu do krize varu, která by mohla velmi nepříznivě ovlivnit schopnost vody odvádět teplo. Na Obr. 33 jsou vykresleny teplotní kontury obou kanálů, na kterých jsou vidět místa nejintenzivnějšího zahřívání kapaliny, kde by potenciálně mohly vzniknout bublinky a následná krize varu. Z tohoto hlediska bude nutné tyto místa dále analyzovat. Průměrná teplota vody na konci obou kanálů byla 295,8°C.

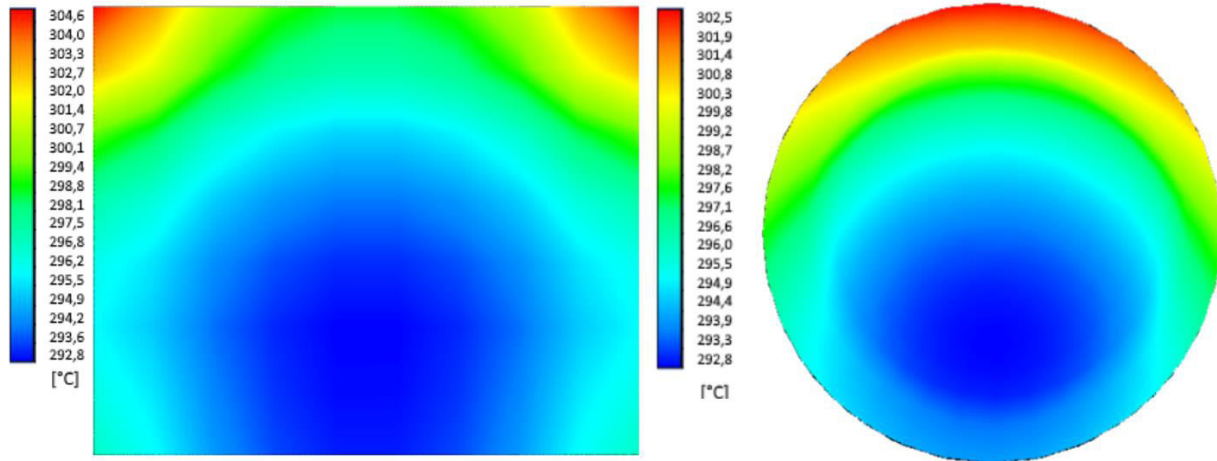


Figure 33 Kontury teplotního pole v kapalině

Obdélníkový kanál vykazuje vyšší tlakové ztráty, a to kvůli odlišnému hydraulickému průměru a nižší hodnotě Reynoldsova čísla, což způsobilo nárůst součinitele třecích ztrát. Na překonání kruhového kanálu bude potřeba přetlak alespoň $6350,2 Pa$, oproti $6967,1 Pa$ u obdélníkového, což je o 8,8 % více než u varianty se čtvercovým kanálem.

V poslední řadě je třeba zmínit ekonomické hledisko. Výroba obdélníkového profilu je z technologického hlediska výrazně náročnější (a tím i dražší), než výroba kruhového profilu.

7 Závěr

V rešeršní části jsou popsány mechanismy termojaderné fúze a principy jejich fungování. Rovněž byl popsán současný stav a budoucí směřování vývoje fúzních reaktorů, zvláštní pozornost pak byla věnována projektu ITER. Hlavní důraz byl kladen na konstrukci tokamaku, zejména na blanket a první stěnu – především konceptu vodou chlazeného WCLL blanketu. Byly popsány procesy zatěžování první stěny a z nich vyplynulé požadavky na materiál a konstrukci. Poslední část rešerše je zaměřena na způsoby fungování a výpočet přestupu tepla.

Cílem této práce bylo analyzovat dva geometrické koncepty první stěny. Byla provedena citlivostní analýza, která měla popsat vliv hustoty výpočetní sítě na přesnost výpočtu – na základě výsledku pak byla optimalizována kvalita sítě, která měla minimalizovat výpočetní čas s ohledem na numerické nepřesnosti výsledku. Za účelem ověření CFD výpočtu byl proveden teoretický výpočet teploty kapaliny na výstupu. Řádově se teoretická hodnota lišila od vypočtené jen v řádu desetin °C.

Po provedení CFD výpočtu byla popsána teplota nejkritičtějších míst konstrukce. Teplota u obou variant nepřekročila limitní teplotu materiálu EUROFER 97 – 550°C. Maximální teplota v pevné části dosáhla 483,5°C u varianty s kruhovým kanálem, 482,3°C u varianty s obdélníkovým kanálem. Rovněž průměrná teplota v solidu byla vyšší u varianty s kruhovým kanálem – 372,8°C oproti 365,9°C u varianty s obdélníkovým kanálem. Rozdíl je dán rozložením plochy kanálu s chladičem v profilu, přičemž obdélníkový průřez více přiléhá k první stěně než kruhový.

V poslední řadě byla popsána tlaková ztráta v obou kanálech, nejprve teoretický výpočet, který byl porovnán s CFD výsledky. Tlaková ztráta obdélníkového kanálu vyšla o 660 Pa vyšší, tedy o 8,9 %, což je dáno tím, že přestože oba kanály měly sice stejnou plochu, jejich hydraulický průměr se lišil.

Byl stanoven nejvyšší tepelný tok, který může dlouhodobě působit na první stěnu, aniž by došlo k překročení limitní teploty. U geometrie s kruhovým kanálem to bylo $0,65 \text{ MW}/\text{m}^2$, u obdélníkového $0,71 \text{ MW}/\text{m}^2$. Obdélníkový kanál tedy zvládne o 8,5 % vyšší tepelný tok, což představuje $60 \text{ kW}/\text{m}^2$. Za účelem pevnostní analýzy byla stanovena maximální hodnota teplotního spádu, která byla opět nižší u varianty s obdélníkovým kanálem ($14,7 \text{ °C}/\text{mm}$ oproti $17,3 \text{ °C}/\text{mm}$). Z analýzy výsledků vyplývá, že varianta s obdélníkovým kanálem zvyšuje možnou tepelnou zátěž. Zásadním nedostatkem však může být vznik podchlazeného varu v rozích kanálu, kde je vyšší teplosměnná plocha mezi kapalinou a pevnou částí.

8 Reference

- [1] FREIDBERG, Jeffrey P. *Plasma physics and fusion energy*. Cambridge: Cambridge University Press, 2007. ISBN 978-0-521-85107-7.
- [2] ENTLER, S. aj *Základní fyzika fúzních reaktorů*. [Online] [Citace: 23. březen 2018.] <http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14538-zaklady-fuzni-energetiky-ii-zakladni-fyzika-fuznich-reaktoru>
- [3] MALEC, J. *Chlazení první stěny fúzního reaktoru DEMO pomocí vodních kanálů*. 2015
- [4] MCCracken, Garry M. a Peter E. STOTT. *Fúze: energie vesmíru*. Praha: Mladá fronta, 2006. Kolumbus. ISBN 80-204-1453-3.
- [5] BOBROVA, Nadežda Aleksandrovna, Pavel VRBA a Miroslava VRBOVÁ. *Základy fyziky plazmatu a magnetohydrodynamika jako princip funkce vybraných plazmatických zařízení*. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2014. ISBN 978-80-01-05530-4.
- [6] J. Mlynář, ITER: cesta ke zvládnutí řízené termonukleární fúze, Pokroky matematiky, fyziky a astronomie 49
- [7] ENTLER, S. aj *Reaktorové technologie*. [Online] [Citace: 12. březen 2018.] <http://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14587-zaklady-fuzni-energetiky-iii-reaktorove-technologie>
- [8] ENTLER, S. aj *Výroba elektřiny*. [Online] [Citace: 4. duben 2018.] <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14704-zaklady-fuzni-energetiky-v-vyroba-elektriny>
- [9] J. Milnes, A. Burns, D. Drikakis, Computational modelling of the HyperVapotron cooling technique, Fusion Engineering and Design, 87(9), 1647-1661, 2012
- [10] M. Huguet, E. Bertolini, "Technical status of JET and future prospects", Fusion Engineering 1989. Proceedings. IEEE Thirteenth Symposium on, pp. 491-496 vol.1, 1989.
- [11] ITER.The ITER Organization. [Online] [Citace: 18. duben 2018.] <http://www.iter.org>.
- [12] V. Boccaccini, FW thermo-hydraulic layout – need of reliable heat load specifications, European Fusion Physics Workshop, Split, December 2014
- [13] ENTLER, S. aj *Jaderné komponenty*. <https://energetika.tzb-info.cz/elektroenergetika/14669-zaklady-fuzni-energetiky-iv-jaderne-komponenty>
- [14] AUBERT, J. Design development of a DEMO blanket vertical segment - Water-cooled LiPb concept. CEA,2013. str. 107. EN/DANS/DM2S/SEMT/BCCR/RT/13-003/A.
- [15] ŠESTÁK, Jiří a František RIEGER. *Přenos hybnosti, tepla a hmoty*. Vyd. 3. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2004. ISBN 80-01-02933-6.
- [16] *Boundary-layer theory*. New York, NY: Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN 9783662529171.
- [17] ANSYS, INC. ANSYS Fluent User's Guide. Canonsburg: 2013.