



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROENERGETIKY

DEPARTMENT OF ELECTRICAL POWER ENGINEERING

KRIZE VARU V JADERNÝCH REAKTORECH

DEPARTURE FROM NUCLEATE BOILING IN NUCLEAR REACTORS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Michal Bednář

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Štěpán Foral

BRNO 2019



Bakalářská práce

bakalářský studijní obor **Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika**

Ústav elektroenergetiky

Student: Michal Bednář

ID: 197707

Ročník: 3

Akademický rok: 2018/19

NÁZEV TÉMATU:

Krise varu v jaderných reaktorech

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

1. Seznamte se s fyzikální podstatou krize varu.
2. Popište, jakým způsobem ovlivňuje krize varu provozní limity jaderného reaktoru.
3. Popište palivovou kazetu jaderného reaktoru VVER 1000.
4. Seznamte se s korelacemi kritického tepelného toku.
5. Provedte porovnání hodnot kritického tepelného toku, které získáte aplikací vybraných korelací na modelový příklad.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání: 4.2.2019

Termín odevzdání: 27.5.2019

Vedoucí práce: Ing. Štěpán Foral

Konzultant:

doc. Ing. Petr Toman, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Bibliografická citace práce:

BEDNÁŘ, Michal. Krize varu v jaderných reaktorech. Brno, 2019. Dostupné také z: <https://www.vutbr.cz/studenti/zav-prace/detail/119132>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektroenergetiky. Vedoucí práce Štěpán Foral.

„Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Krize varu v jaderných reaktorech jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.“

V Brně dne: 27.5.2019

.....

ABSTRAKT

Tato bakalářská práce se zabývá problémem krize varu v jaderných reaktorech a jakým způsobem tento problém ovlivňuje provoz jaderného reaktoru. Práce je zaměřena na tlakovodní reaktory se zaměřením na reaktor typu VVER 1000, jehož palivový soubor je v práci detailněji popsán. V práci jsou objasněny pojmy vztahující se ke krizi varu a režimům dvoufázového proudění. V poslední části je věnována pozornost korelacím věnujícím se výpočtu kritického tepelného toku a dochází ke srovnání jednotlivých korelací.

KLÍČOVÁ SLOVA: krize varu; TVSA-T; přenos tepla; korelace; kritický tepelný tok;

ABSTRACT

This bachelor thesis deals with problem of boiling crisis in nuclear reactors and how this problem influences working of nuclear reactor. This thesis is focused on power water reactors, with focus on VVER 1000 reactor type, which fuel assembly is described in this thesis in more detail. In this thesis there are described terms related to boiling crisis and two-phase flow regimes. In the last part, the thesis is dedicated to the correlations for the critical condition and individual correlations are compared.

KEY WORDS: boiling crisis; TVSA-T; heat transfer; correlations; critical heat flux;

OBSAH

SEZNAM OBRÁZKŮ.....	7
SEZNAM TABULEK	8
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	9
1 ÚVOD	12
2 ZÁKLADY SDÍLENÍ TEPLA	13
2.1 SDÍLENÍ TEPLA KONDUKČÍ	13
2.2 SDÍLENÍ TEPLA KONVEKČÍ	14
2.3 SDÍLENÍ TEPLA RADIACÍ	16
3 DVOUFÁZOVÉ PROUDĚNÍ	17
3.1 DEFINICE DŮLEŽITÝCH VZTAHŮ A VELIČIN	17
3.2 PROBLEMATIKA VARU	18
3.3 BUBLINKOVÝ VAR	19
3.3.1 OBLAST IZOLOVANÝCH BUBLIN	19
3.3.2 OBLAST ROZVINUTÉHO BUBLINKOVÉHO VARU	20
3.4 KRIZE VARU.....	21
3.4.1 KRIZE VARU PRVNÍHO DRUHU	21
3.4.2 KRIZE VARU DRUHÉHO DRUHU	22
3.5 BLÁNOVÝ VAR	23
4 KRIZE VARU V JADERNÝCH REAKTORECH.....	24
4.1.1 DEFINICE ZÁKLADNÍCH PARAMETRŮ A VZTAHŮ	24
4.1.2 LIMITNÍ PODMÍNKY	25
4.1.3 NEPŘÍPUSTNOST KRIZE VARU V JADERNÉM REAKTORU	26
5 PALIVOVÁ KAZETA REAKTORU VVER 1000	29
5.1 PALIVOVÝ SOUBOR TVSA-T	29
5.2 PALIVOVÝ PROUTEK	30
6 PROBLEMATIKA KRIZE PŘESTUPU TEPLA	31
6.1 KORELACE NEVĚNUJÍCÍ SE KRIZI VARU NA SVAZKU PALIVOVÝCH TYČÍ.....	31
6.2 KORELACE VĚNUJÍCÍ SE KRIZI VARU NA SVAZKU PALIVOVÝCH TYČÍ.....	32
6.3 SROVNÁNÍ KORELACÍ PRO KRITICKÝ TEPELNÝ TOK.....	35
7 ZÁVĚR.....	39
POUŽITÁ LITERATURA	40

SEZNAM OBRÁZKŮ

<i>Obrázek 1- Znázornění vektoru hustoty tepelného toku a gradientu teploty [6]</i>	<i>13</i>
<i>Obrázek 2-Laminární (a) a turbulentní (b) proudění [6].....</i>	<i>14</i>
<i>Obrázek 3-Hustota tepelného toku mezi proutkem a chladičem v závislosti na rozdílu teplot stěny a chladiča [2]</i>	<i>19</i>
<i>Obrázek 4-Princip odtrhávání bublinek od povrchu [1].....</i>	<i>21</i>
<i>Obrázek 5-Krize varu prvního druhu [3]</i>	<i>22</i>
<i>Obrázek 6-Krize varu druhého druhu [1]</i>	<i>23</i>
<i>Obrázek 7-Graf povolených provozních stavů [14]</i>	<i>27</i>
<i>Obrázek 8 - Palivový soubor, palivový proutek a palivová peletka TVSA-T, veškeré rozměry v mm, přebráno a upraveno z [8], odpovídá s [9],[10].....</i>	<i>29</i>
<i>Obrázek 9 - Závislost teploty chladiča na vzdálenosti od vstupu do AZ.....</i>	<i>35</i>
<i>Obrázek 10 - Graf závislosti hustoty tepelného toku na délce palivového proutku</i>	<i>36</i>
<i>Obrázek 11 - Závislost hustoty tepelného toku na hustotě hmotového průtoku</i>	<i>37</i>
<i>Obrázek 12-Závislost hustoty tepelného toku na tlaku.....</i>	<i>38</i>
<i>Obrázek 13 - Závislost hustoty tepelného toku na suchosti.....</i>	<i>38</i>

SEZNAM TABULEK

Tabulka 1-Srovnání parametrů výkonového rozložení v reaktorech VVER 1000 a VVER 44025

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

Značka	Jednotka	Vysvětlivka
AZ		aktivní zóna
BWR		Boiling water reactor – varný reaktor
CPR		critical power ratio
DNB		Departure from nucleate boiling
DNBR		departure from nucleate boiling
CHF		Critical heat flux – kritický tepelný tok
IAEA		Mezinárodní agentura pro atomovou energii
JE		jaderná elektrárna
PWR		pressurized water reactor – tlakovodní reaktor
RTS		reactor trip systém
SÚJB		Státní úřad pro jadernou bezpečnost
VVER		vodo-vodní energetický reaktor
Fo		Fourierovo číslo
Gr		Grashofovo číslo
Nu		Nusseltovo číslo
Pe		Pécletovo číslo
Pr		Prandtlovo číslo
Ra		Rayleighovo číslo
We		Weberovo číslo
A	m^2	plocha
a	$m^{-2}.s$	součinitel teplotní vodivosti
c	$m.s^{-1}$	rychlost proudění
C, C ₁ , a ₁ , a ₂ , a ₃ , a ₄ , a ₅ , a ₆		koeficienty
c _p	$J.kg^{-1}.K^{-1}$	měrná tepelná kapacita
d	m	průměr
D'	$kg.s^{-1}$	hmotnostní průtok kapaliny
D''	$kg.s^{-1}$	hmotnostní průtok páry
d _T	m	ekvivalentní tepelný průřez
F		korekční faktor

F	m^2	průřez kanálu
F(z)		axiální funkce vývinu tepla
F'	m^2	průřez zaujímaný kapalinou
F''	m^2	průřez zaujímaný párou
Fr		Froudovo kritérium
G	$kg \cdot s^{-1}$	hmotnostní průtok celé směsi
g	$m \cdot s^{-2}$	gravitační zrychlení
grad T	$K \cdot m^{-1}$	gradient termodynamické teploty
H	m	aktivní délka palivového elementu
i	$kJ \cdot kg^{-1}$	entalpie
Kq		bezrozměrné kritérium
l	m	charakteristický rozměr
l	m	délka
m	kg	hmotnost
M	$W \cdot m^{-2}$	intenzita vyzařování
N	W	množství odevzdaného tepla
p	Pa	tlak
Q		pomocná veličina
q	$W \cdot m^{-2}$	vektor hustoty tepelného toku
q _H	$W \cdot m^{-1}$	lineární tepelný výkon
Q _m	$kg \cdot s^{-1}$	hmotnostní průtok
Q _v	$m^3 \cdot s^{-1}$	objemový průtok
r	$kJ \cdot kg^{-1}$	výparné teplo
R	m	poloměr
T	K	termodynamická teplota
t	s	čas
w	$m \cdot s^{-1}$	rychlost proudění daného média
x		suchost
α	$W \cdot m^{-2} \cdot K^{-1}$	součinitel přestupu tepla
γ	K^{-1}	teplotní součinitel objemové roztažnosti
ΔT	K	rozdíl teplot
η	Pa.s	dynamická viskozita
θ	°	úhel smáčení

λ	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$	měrná tepelná vodivost
ν	$\text{m}^2\cdot\text{s}$	kinematická viskozita
ρ	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$	hustota
ρ_w	$\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$	hustota hmotnostního toku
σ	$\text{N}\cdot\text{m}^{-1}$	povrchové napětí
σ	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$	Stefan-Boltzmanova konstanta
Φ	W	tepelný tok
Φ	W	zářivý tok

1 ÚVOD

Elektrina je v dnešní době nedílnou součástí našeho světa. Jedním z důležitých zdrojů elektřiny jsou jaderné elektrárny. S rozvojem jaderné energetiky se rozvíjela i bezpečnost jaderných elektráren, jež je jedním ze základních a nejdůležitějších požadavků na provoz. Základním požadavkem je, aby se radioaktivní zařízení, popřípadě radioaktivní materiály nedostaly do vnějšího prostředí a nedošlo k jakémukoliv ohrožení na zdraví. Mezi základní opatření proti tomuto úniku na jaderných elektrárnách se zařazují takzvané bariéry. Hned první bariérou je pokrytí samotného paliva, které se může narušit vlivem náhlého zvýšení teploty, což může být jedním z důsledků vzniku krize varu.

V této práci je kladen důraz na reaktory typu VVER 1000. Tato práce je zaměřena na popis samotného průběhu krize varu formou literární rešerše. Nejdříve jsou popsány samostatné formy sdílení tepla, ke kterým dochází jak při normálním, tak při abnormálním provozu. Následně je popsán vznik dvoufázového proudění a samotná krize varu. Důraz je poté kladen právě bezpečnému provozu na jaderné elektrárně, kdy jsou popsány limitní a provozní podmínky, aby nedošlo ke vzniku krize varu. V neposlední řadě je popsán palivový soubor na reaktoru VVER 1000 v Temelíně.

Aby byly provozní režimy dodrženy ve správné mezi, je zapotřebí správně stanovit kritickou hodnotu nad kterou se reaktor nesmí dostat. Tou může být kritický tepelný tok, jehož stanovení se věnují korelace. Korelace jsou popsány v samostatné kapitole, jsou použity na modelovém příkladě a samostatně zhodnoceny.

Cílem práce je seznámení se s krizí varu, jež je složitou a rozsáhlou problematikou. V práci jsou popsány základní vztahy vhodné pro snadnější pochopení samotného principu krize varu, jeho vlivu na provoz jaderného reaktoru a problematiky stanovení kritického tepelného toku pomocí korelací.

2 ZÁKLADY SDÍLENÍ TEPLA

Teplo se může sdílet třemi způsoby: kondukcí (vedením), konvekcí (prouděním) a radiací (zářením). K přenosu tepla při sdílení tepla kondukcí a konvekcí, dochází v látce. Zatímco u radiace je přenos tepla uskutečňován energií elektromagnetických vln. Proto k sdílení tepla radiací dochází i ve vakuu, což u kondukcce ani konvekce není možné. K přenosu tepla dochází vždy z teplejšího tělesa na chladnější. Často se objevují také složené způsoby sdílení tepla, kdy dochází k přenosu tepla několika způsoby sdílení současně.

Za nominálního stavu, bez jakékoliv poruchy dochází v tlakovodním reaktoru k přenosu tepla převážně konvekcí, objevují se však všechny typy sdílení tepla. U jiných typů reaktorů může však převažovat jiný typ sdílení tepla, jako příklad lze uvést varný typ reaktoru BWR, kde značnou roli bude hrát i přenos tepla radiací. Přestože se práce zabývá hlavně tlakovodním typem reaktoru, je potřeba provést zmínku i o ostatních typech sdílení tepla, které se v nominálním stavu v reaktoru příliš neprojevují, ale mohou se projevit například při poruše, jakou může být krize varu.

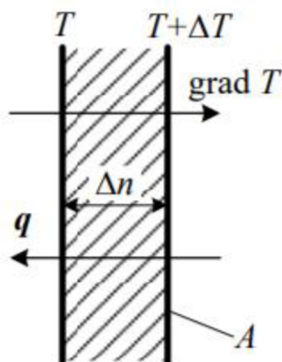
2.1 Sdílení tepla kondukcí

Ke sdílení tepla kondukcí dochází převážně v pevných látkách. Je založen na jevu, kdy se zahříváním rozkmitávají atomy, popřípadě celé molekuly, v látce. Tím získávají kinetickou energii. Vzájemným působením molekul a částic na sebe dochází k předávání této kinetické energie ostatním molekulám a zpomalování rychlejších molekul, a tudíž k urychlování pomalých „studených“ molekul. Teploty se takto postupně vyrovnávají v celém tělese.

Základním zákonem popisujícím vedení tepla, je Fourierův zákon [2]:

$$\mathbf{q} = -\lambda \cdot \text{grad } T, \quad (2.1.1)$$

kde \mathbf{q} je vektor hustoty tepelného toku [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$], λ je tepelná vodivost, kterou určují vlastnosti materiálu [$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$], T je termodynamická teplota [K] a $\text{grad } T$ je gradient termodynamické teploty, vektorová veličina [$\text{K} \cdot \text{m}^{-1}$]. Mínus na pravé straně rovnice znamená, že tepelný tok proudí ve směru klesající teploty. Gradient vyjadřuje tu vlastnost, že k největšímu nárůstu teploty dochází ve směru normálovém (kolmém) od izotermické plochy, tedy plochy se stejnou teplotou. Grad T na rozdíl od tepelného toku působí ve směru od chladnějšího tělesa k teplejšímu. Znázornění vektoru hustoty tepelného toku a gradientu teploty je na Obrázek 1.



Obrázek 1- Znázornění vektoru hustoty tepelného toku a gradientu teploty [6]

Samotná hustota tepelného toku je v podstatě prošlý tepelný tok jednotkovou plochou:

$$q = \frac{\Phi}{A}, \quad (2.1.2)$$

kde Φ je tepelný tok [W] a A je plocha [m²].

Měrná tepelná vodivost λ je, jak již bylo zmíněno, závislá na materiálových vlastnostech. Kovy mají vysokou hodnotu tepelné vodivosti, zatímco plyny mají hodnotu tepelné vodivosti poměrně nízkou, proto se látky s dutinami vyplněnými vzduchem používají jako izolátory.

K přenosu tepla vedením dochází hlavně přímo v palivových peletách a dále v pokrytí paliva. Popis palivových souborů bude proveden v kapitole 5.

2.2 Sdílení tepla konvekcí

V této podkapitole bude rozebrána pouze konvekce při jednofázovém proudění, kdy nedochází ke změně fáze chladiva. Dvoufázové proudění bude rozebráno v samostatné kapitole 3.

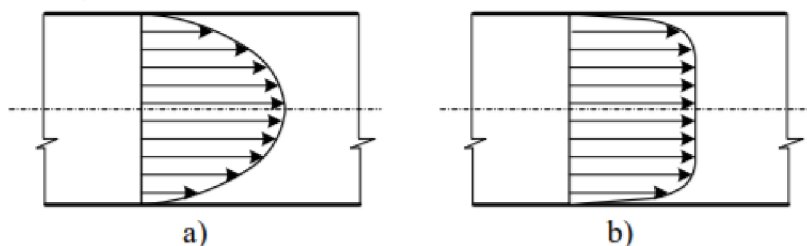
Sdílení tepla konvekcí je v tlakovodních reaktorech jedním z nejdůležitějších principů, jelikož tímto způsobem dochází předávání tepla z palivových souborů do chladiva. Základní rovnici popisující konvekci je Newtonova rovnice [2]:

$$q = \alpha \cdot \Delta T_{ZC}, \quad (2.2.1)$$

kde q je hustota tepelného toku [W.m⁻²], α [W . m⁻² . K⁻¹] je součinitel přestupu tepla a ΔT_{ZC} je rozdíl teplot teplosměnné plochy a chladiva.

Při normálním provozu tlakovodního reaktoru není rozdíl teplot teplosměnné plochy a chladiva moc velký, maximálně dosahuje desítek stupňů. V té chvíli není vliv součinitele přestupu tepla na teplotu v palivovém souboru moc velký, což se může změnit při havarijním stavu. Ve všech případech je stanovení součinitele přestupu tepla důležitým parametrem k správnému určení tepelného toku a správnému řízení reaktoru.

Na stanovování součinitele přestupu tepla má poměrně velký vliv typ proudění média, v případě jaderného reaktoru proudění chladiva mezi palivovými elementy. Proudění lze rozdělit na proudění nucené či vlastní. Při nuceném proudění dochází k pohybu média pomocí vnějšího zdroje, například pomocí čerpadel, zatímco u přirozeného dochází k samovolnému proudění z fyzikálního principu, že teplejší kapalina stoupá vzhůru, jelikož se jí zahříváním snižuje hustota.



Obrázek 2-Laminární (a) a turbulentní (b) proudění [6]

Další rozdělení proudění může být v závislosti na rychlosti samotného proudění. Na Obrázek 2 je vidět rozdíl mezi laminárním a turbulentním prouděním. K laminárnímu proudění dochází při nižších rychlostech proudění v trubici. U stěny je rychlost proudění téměř nulová a roste směrem ke středu trubky. Téměř nedochází k promíchávání kapaliny ve směru od kraje ke středu. U turbulentního proudění již dochází k tvorbě vírů a promíchávání kapaliny od okraje ke středu.

U turbulentního proudění je rychlost proudění je uvnitř trubky téměř stejná, pouze u okraje se opět snižuje.

Stanovení součinitele přestupu tepla vede ke složitým matematickým popisům, jelikož na velikost součinitele přestupu tepla má vliv nejen právě vliv a rychlost proudění, ale také geometrie palivového kanálu tlakovodního reaktoru (dále popsána v samostatné kapitole 5), nebo také fyzikální vlastnosti chladiva, jakožto hustota nebo viskozita.

Samotné popisy přenosu tepla jsou poměrně složité, vyjadřují se podobnostními kritérii, jež jsou shrnuty v kritériální rovnici [6][2]:

$$Nu = f(Fo, Re, Gr, Pr), \quad (2.2.2)$$

kde Nu je Nusseltovo číslo, Fo je Fourierovo číslo, Gr je Grashofovo číslo a Pr je Prandtlovo číslo. Tato čísla jsou bezrozměrná, nemají jednotku.

Nusseltovo číslo je tedy kritérium podobnosti, které je funkcí několika dalších kritérií. Toto číslo znázorňuje podobnost přenosu tepla na rozhraní stěna a kapalina, kdy dochází ke sdílení tepla konvekcí i kondukcí. Z Nusseltova čísla se poté určuje žádaný součinitel přestupu tepla:

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}, \quad (2.2.3)$$

kde α je součinitel přestupu tepla, l je charakteristický rozměr (například průřez) [m] a λ je tepelná vodivost.

Fourierovo číslo se užívá k popisu nestacionárního šíření tepla:

$$Fo = \frac{\lambda t}{c_p \rho}, \quad (2.2.4)$$

kde t je čas [s], c_p je měrná tepelná kapacita [$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$] a ρ je hustota [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$].

Reynoldsovo číslo popisuje nucené proudění vazké tekutiny a vyjadřuje poměr setrvačných a vazkých sil.

$$Re = \frac{cl}{\nu}, \quad (2.2.5)$$

kde c je rychlost proudění [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$] a ν je kinematická viskozita [$\text{m}^2 \cdot \text{s}$].

Grashofovo číslo se používá k popisu sil, které se objevují důvodu rozdílných hustot v tekutině.

$$Gr = \frac{\gamma \Delta T g l^3}{\nu}, \quad (2.2.6)$$

kde γ je teplotní součinitel objemové roztažnosti [K^{-1}], ΔT je rozdíl teploty stěny a teploty kapaliny [K], g je gravitační zrychlení [$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$].

Prandtlovo číslo se používá při vedení tepla v proudu tekutin a vyjadřuje poměr mezi hybností a tepelnou difúzí.

$$Pr = \frac{\nu c_p \rho}{\lambda} \quad (2.2.7)$$

Také se zavádí Pécletovo číslo, jakožto součin Reynoldsova a Prandtlava čísla:

$$Pe = Re \cdot Pr = \frac{cl}{a}, \quad (2.2.8)$$

kde a je součinitel teplotní vodivosti [$\text{m}^{-2} \cdot \text{s}$]. Součinitel teplotní vodivosti lze také určit ze vztahu:

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho} \quad (2.2.9)$$

Dalším číslem je Rayleighovo číslo, které je dáno součinem Grashofova a Prandtlova čísla:

$$Ra = Gr \cdot Pr \quad (2.2.10)$$

Experimentálně bylo zjištěno, že kritériální rovnice se dá poté zjednodušit pro dané případy, a to pro přestup tepla při nucené konvekci a při přirozené konvekci. Pro nucenou konvekci při laminárním proudění je například možno použít vztah [6]:

$$Nu = 0,74 \cdot Pe^{0,2} \cdot Ra^{0,1} \quad (2.2.11)$$

Tato rovnice platí pouze, pokud délka trubky l je alespoň 50krát větší než její průměr.

Pro nucenou konvekci při turbulentním proudění se běžně užívá vztah:

$$Nu = 0,023 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,4} \quad (2.2.12)$$

2.3 Sdílení tepla radiací

Ke sdílení tepla radiací dochází prostřednictvím elektromagnetického vlnění. Sdílení tepla zářením popisuje několik zákonů, například Stefan-Boltzmanův, Kirchhoffův nebo Planckův zákon vyzařování, avšak pro popis je základní veličina intenzita vyzařování, která je popisována jako [2][6]:

$$M = \frac{\Phi}{A}, \quad (2.3.1)$$

kde M je intenzita vyzařování [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$], Φ je zářivý tok [W].

Vztáhne-li se tato rovnice k vyzařování dokonale černého tělesa, výsledkem bude, že závislost intenzity je závislá na čtvrté mocnině termodynamické teploty:

$$M_B = \sigma \cdot T^4, \quad (2.3.2)$$

kde σ je Stefan-Boltzmanova konstanta ($\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$) a T je termodynamická teplota [K].

Jednou z důležitých vlastností materiálu je pohltivost, jež se vyjadřuje jakožto poměr energie pohlcené ku celkové energii, jež na daný materiál dopadá. Energie, která se nepohlčí, může tělesem projít beze změny, nebo může dojít k odrazu, avšak pohlcená energie se mění na teplo. Těleso, které pouze pohlcuje energii, se nazývá dokonale černé těleso. V reálném světě však taková ideální tělesa prakticky neexistují, část energie se odráží a daná tělesa se nazývají šedá tělesa. Intenzitu vyzařování šedého tělesa ve vztahu s černým tělesem popisuje Kirchhoffův zákon:

$$M = \varepsilon \cdot M_B, \quad (2.3.3)$$

kde ε je emisivita šedého tělesa [-]. Emisivita určuje míru pohltivosti vůči černému tělesu, jenž má emisivitu rovno jedné.

Pro další postup v práci není potřeba blíže popisovat sdílení tepla pomocí záření, jelikož se za normálního stavu v tlakovodním reaktoru neprojevuje.

3 DVOUFÁZOVÉ PROUDĚNÍ

Informace pro tuto kapitolu jsou přebírány převážně ze zdrojů [1], [2], [3], [4], [5].

Při dvoufázovém proudění dochází k proudění tekutiny ve dvou fázích, a to v kapalné a plynné. K tomu dochází při dosažení teploty sytosti. Jestliže jsou obě části směsi, jak kapalina, tak pára ohřaty na tuto teplotu, označuje se tato směs jako rovnovážná parovodní směs. Teplota sytosti závisí pouze na tlaku kapaliny. Při teplotě sytosti je v uzavřeném objemu plyn i kapalina v rovnováze a přichozí teplo se spotřebovává na změnu fáze.

Dostane-li se teplota chladiva v reaktoru na hodnotu sytosti kapaliny, začne docházet k varu, který má vliv na provozní limity a pracovní režimy jaderného reaktoru. Pro správné stanovení veškerých potřebných parametrů se využívá korelací, jejichž problematika bude popsána v samostatné kapitole 6.

3.1 Definice důležitých vztahů a veličin

Pro lepší pochopení dvoufázového proudění zde budou popsány základní vztahy a veličiny, které charakterizují dvoufázové proudění.

Jednou z veličin, jíž se dá stanovit stav páry je suchost, která bývá vyjádřena jako poměrné hmotnostní zastoupení syté páry v parovodní směsi:

$$x = \frac{m''}{m} = \frac{m''}{m' + m''}, \quad (3.1.1)$$

kde m je hmotnost mokré páry, tedy parovodní směsi, m' je hmotnost syté kapaliny a m'' je hmotnost syté páry.

V následujících vztazích vystupují veličiny:

F – průřez kanálu [m^2]

F' – průřez zaujímaný kapalinou [m^2]

F'' – průřez zaujímaný párou [m^2]

D' – hmotnostní průtok kapaliny [$kg \cdot s^{-1}$]

D'' – hmotnostní průtok páry [$kg \cdot s^{-1}$]

G – hmotnostní průtok celé směsi [$kg \cdot s^{-1}$], kde $G = D' + D''$

ρ – hustota [$kg \cdot m^{-3}$]; ρ' – hustota vody [$kg \cdot m^{-3}$]; ρ'' – hustota páry [$kg \cdot m^{-3}$]

Hmotnostní parní obsah se dá také vyjádřit jako:

$$x = \frac{D''}{G} \quad (3.1.2)$$

Hmotnostní a objemový průtok se dají popsat rovnicemi:

$$Q_m = \rho \cdot A \cdot c, \quad (3.1.3)$$

$$Q_V = A \cdot c, \quad (3.1.4)$$

kde Q_m je hmotnostní průtok [$kg \cdot s^{-1}$], Q_V je objemový průtok [$m^3 \cdot s^{-1}$], A je plocha [m^2] a c je rychlost proudění [$m \cdot s^{-1}$].

Rychlost vody:

$$W'_0 = \frac{D'}{\rho' \cdot F} \quad (3.1.5)$$

Rychlost páry:

$$W''_0 = \frac{D''}{\rho'' \cdot F} \quad (3.1.6)$$

Rychlost cirkulace, kdy médium je na mezi sytosti:

$$w_0 = \frac{G}{F \cdot \rho'} \quad (3.1.7)$$

Rychlost parovodní směsi:

$$w = w_0 \cdot \left[1 + x \cdot \left(\frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right] \quad (3.1.8)$$

3.2 Problematika varu

Jak již bylo zmíněno, jestliže se objeví var v jaderném reaktoru, má značný vliv na provozní limity reaktoru. Proto budou níže popsány jednotlivé typy varů, které se mohou v reaktoru objevit a poté bude samostatně popsána krize varu.

Var chladiva v jaderných reaktorech se rozděluje podle několika hledisek [2]:

1) Podle teploty chladiva

- povrchový – též nazývaný nedohřátý nebo místní, se projevuje pouze varem chladiva na povrchu teplosměnné plochy. K tomuto varu dochází když:

$$T_Z > T_{sat} > T_c, \quad (3.2.1)$$

kde T_Z je teplota teplosměnné plochy, T_{sat} je teplota sytosti, T_c je teplota chladiva

- objemový var – též nazývaný čistý nebo nasycený, se projevuje varem v celém uzavřeném objemu chladiva. K tomuto varu dochází, když:

$$T_c = T_{sat} \quad (3.2.2)$$

2) Podle intenzity varu

-bublínkový var – je charakteristický malým rozdílem T_Z a T_{sat} , kdy s rostoucím rozdílem těchto teplot roste postupně i tepelný tok.

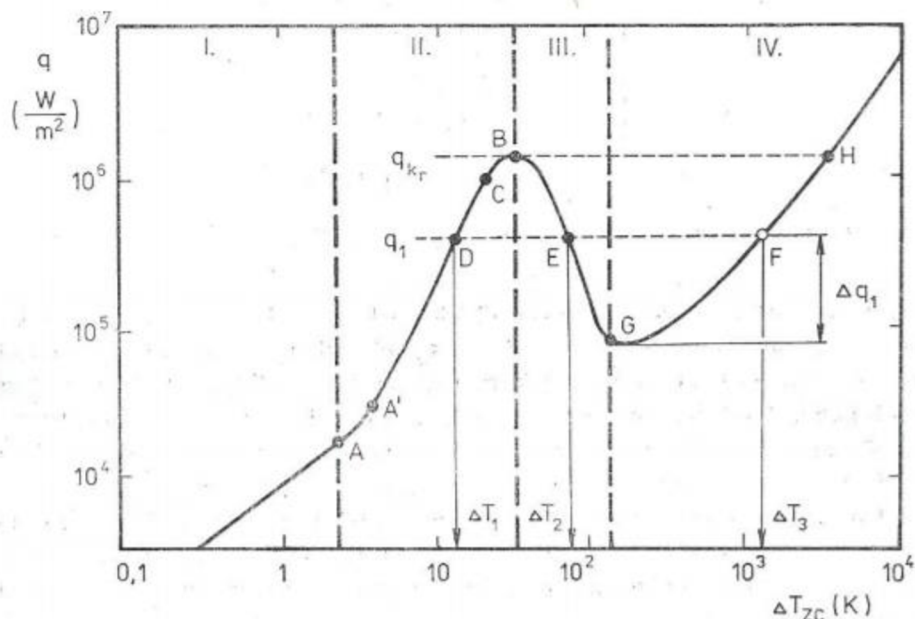
-blánový var – je charakteristický vysokou hodnotou tepelného toku a vysokým rozdílem teplot T_Z a T_{sat} . Na povrchu teplosměnné plochy vznikne souvislá blána tvořená párou. S rostoucím rozdílem teplot roste i význam přenosu tepla zářením.

-smíšený var – při tomto průběhu se uplatňuje jak bublínkový, tak i blánový var.

3) Podle cirkulace chladiva

-přirozené proudění ve velkém objemu nebo uzavřené smyčce

-nucené proudění



Obrázek 3-Hustota tepelného toku mezi proutkem a chladičem v závislosti na rozdílu teplot stěny a chladiča [2]

Na Obr.1 je znázorněn grafický průběh závislosti hustoty tepelného toku q na rozdílu teploty stěny a chladiča. Oblast I. značí jednofázové proudění kapaliny a dochází zde k přestupu tepla přirozenou konvekcí. Tato závislost je popisována Newtonovou rovnicí (2.2.1).

Oblast II. značí bublinkový var. Mezi body A a A' se začíná objevovat bublinkový var, přesto v této oblasti dochází k přestupu tepla hlavně přirozenou konvekcí. Za bodem A' se již plně objevuje bublinkový var. V této oblasti je závislost růstu hustoty tepelného toku na růstu teploty prakticky lineární. V bodě B dochází u tlakovodních reaktorů ke krizi varu 1. druhu. V oblasti III. dochází přechodovému blánovému varu. Velikost tepelného toku bude klesat až do bodu G, kdy se utvoří na povrchu teplosměnné plochy stabilní blánový parní film. Následně, v oblasti IV. bude přenos tepla způsobován pomocí blánového varu a pomocí záření, kdy s rostoucí teplotou bude růst i hustota tepelného toku. Body D, E a F označují tři různé pracovní body při jedné, dané hodnotě tepelného toku, ale s různými rozdíly teplot stěny a chladiča.

Zmíněný průběh, zobrazený na Obrázek 3, však odpovídá pouze v případě, že lze regulovat teplotu povrchu stěny. V rámci jaderného reaktoru tato možnost není a lze regulovat pouze tepelný tok. Tento problém bude zmíněn v samostatné kapitole.

3.3 Bublinkový var

Bublinkový var lze rozdělit na dva typy, oblast izolovaných bublin a poté oblast rozvinutého bublinkového varu. Podstata vzniku bublinek a vznik rozvinutého bublinkového varu bude popsán v následujících podkapitolách.

3.3.1 Oblast izolovaných bublin

Na povrchu kteréhokoliv povrchu se objevují nerovnosti vzniklé například mechanickým obráběním. Tyto nerovnosti jsou představovány mikroskopickými kavitami, děrami a podobně. Do těchto nerovností se nedostává kapalina, díky čemuž v těchto nerovnostech je obsažen plyn nebo

pára. Tyto oblasti jsou označovány jako varná jádra. A v těchto varných jádrech vznikají bublinky. Čím větší je teplotní diference ΔT_{ZC} , tím více varných jader je aktivováno, čímž se rozvíjí bublinkový var. Aby taková bublinka mohla existovat, je potřeba aby byla splněna mechanická i tepelná rovnováha s jejím okolím. Pro splnění mechanické rovnováhy se musí rozdíl mezi vnitřním a vnějším tlakem bubliny vyrovnávat s povrchovým napětím bubliny. Pro splnění tepelné rovnováhy se musí rovnat teplota uvnitř a vně bubliny. Na základě těchto podmínek existuje vztah pro poloměr ideální bubliny, která je stabilní a nemění svou velikost:

$$R = \frac{2\sigma}{P_{\text{uvnitř}} - P_{\text{vně}}}, \quad (3.3.1)$$

kde P (Pa) je tlak, σ (N/m) je povrchové napětí. Samotné povrchové napětí je vliv přitažlivých sil mezi molekulami vztažený na jednotku délky. [3]

V reálném stavu neexistuje takto ideální bublina. Jestliže bude poloměr bubliny menší než poloměr ideální bubliny, potom bude tlak uvnitř bubliny větší a začne docházet ke kondenzaci syté páry uvnitř bubliny, což způsobí že bublina zanikne. Bude-li poloměr bubliny větší než ideální poloměr, tlak uvnitř bubliny bude nižší, bude docházet k dalšímu odpařování kapaliny na rozhraní bublina-okolí a poloměr bubliny bude růst.

Z toho vychází, že poroste-li teplota výhřevné plochy, bude růst tlak v bublině, poroste dále rozdíl tlaků $P_{\text{uvnitř}} - P_{\text{vně}}$, což způsobí, že velikost poloměru pro vznik bubliny bude stále nižší. Tím se bude aktivovat více varných jader a bude růst počet bublinek.

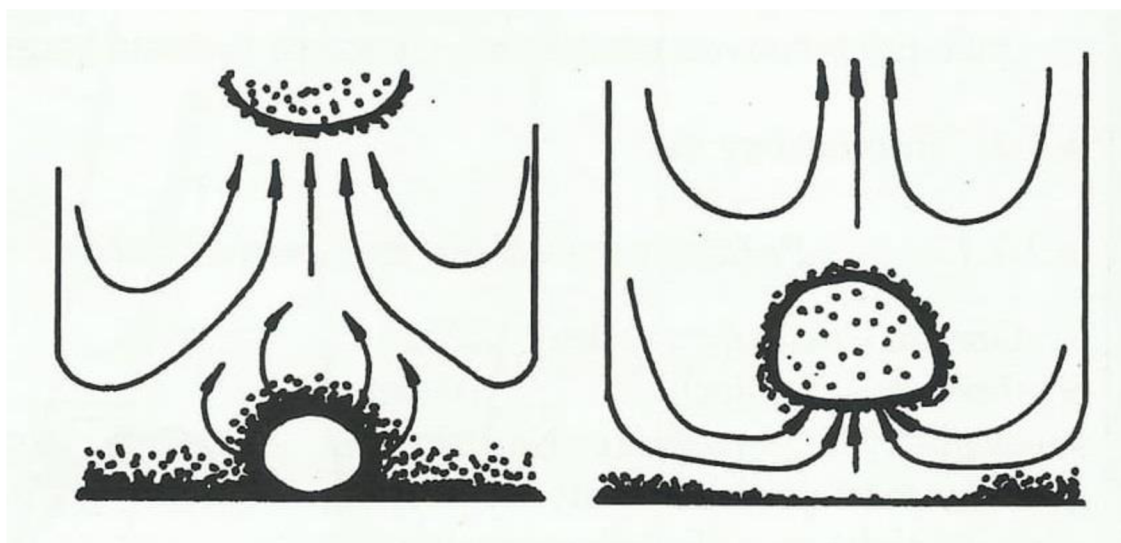
Na vznik bublinky má však také vliv veličina zvaná úhel smáčení θ , popisující povrch, na němž bublinka vzniká. Jestliže úhel smáčení θ má velikost do 90° jedná se o povrch smáčivý. Naopak při úhlu větším jak 90° je povrch nesmáčivý. U povrchů smáčivých se bublinky snadněji odtrhávají a v závislosti na tom je minimální poloměr pro vznik bublinky r_{min} rovný R . U povrchů nesmáčivých zabírá parní bublinka větší plochu a roste i minimální poloměr pro vznik bublinky v závislosti na velikosti úhlu smáčení [5] [19]:

$$r_{\text{min}} = \frac{R}{\sin(\theta)}. \quad (3.3.2)$$

3.3.2 Oblast rozvinutého bublinkového varu

V oblasti izolovaných bublin dochází k přestupu tepla konvekci způsobenou přímým stykem chladiva s teplosměnnou plochou. V oblasti rozvinutého bublinkového varu dochází k odtrhávání bublinek od povrchu, které způsobují cirkulaci chladiva. Princip odtrhávání bublinek od povrchu je přiblížen na Obrázek 4. Teplá voda poté proudí od povrchu a chladnější se dostává více k povrchu. Zvyšuje se tedy hustota tepelného toku i součinitel přestupu tepla.

S rostoucím rozdílem teplot ΔT_{ZC} roste i počet aktivovaných varných jader, dochází k lepšímu promíchávání, roste hustota tepelného toku, a tudíž roste i součinitel přestupu tepla. Tato závislost je v oblasti od bodu A' do bodu C (viz Obrázek 3) lineární. V bodě C je maximum součinitele přestupu tepla. Od tohoto bodu součinitel přestupu tepla začíná klesat z toho důvodu, že zvyšující se počet vystřelujících bublinek způsobuje horší přístup chladnější kapaliny k teplosměnné ploše. Součinitel přestupu tepla nadále klesá s rostoucím rozdílem teplot ΔT_{ZC} až do bodu B. V tomto bodě je rychlost vystřelujících bublinek z povrchu maximální a jejich množství dosahuje takových hodnot, že se chladnější kapalina nedokáže dostat k teplosměnné ploše. V tomto bodě dochází ke krizi varu prvního druhu. Dalším zvyšováním ΔT_{ZC} začne vznikat na povrchu parní blána, která brání dalšímu přestupu tepla.



Obrázek 4-Princip odtrhávání bublinek od povrchu [1]

3.4 Krize varu

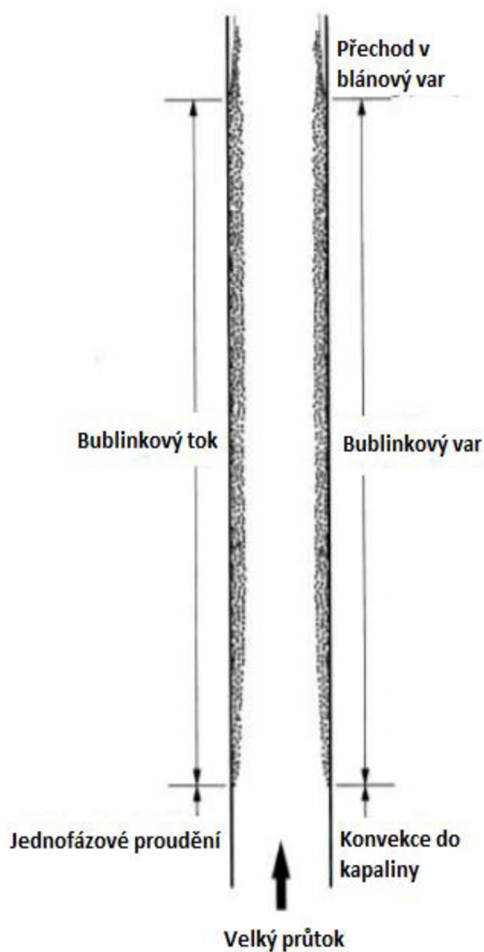
Bude-li v oblasti bublinkového varu na Obrázek 3 docházet k růstu teplotního rozdílu ΔT_{ZC} , bude růst i hustota tepelného toku q . Dalším růstem dosáhne hodnota hustoty tepelného toku maximální, kritické, hodnoty. Tento bod je označován jako krize varu, někdy označován v literatuře jako 1. kritický tepelný tok, nebo 1. krize varu.

Samotnou krizi varu lze rozdělit podle principu vzniku na dva druhy:

- 1) Krize varu prvního druhu – vzniká přechodem z bublinkového varu na blánový var
- 2) Krize varu druhého druhu – vzniká proudovými a tlakovými oscilacemi, které způsobují náhle místní přehřátí kapaliny

3.4.1 Krize varu prvního druhu

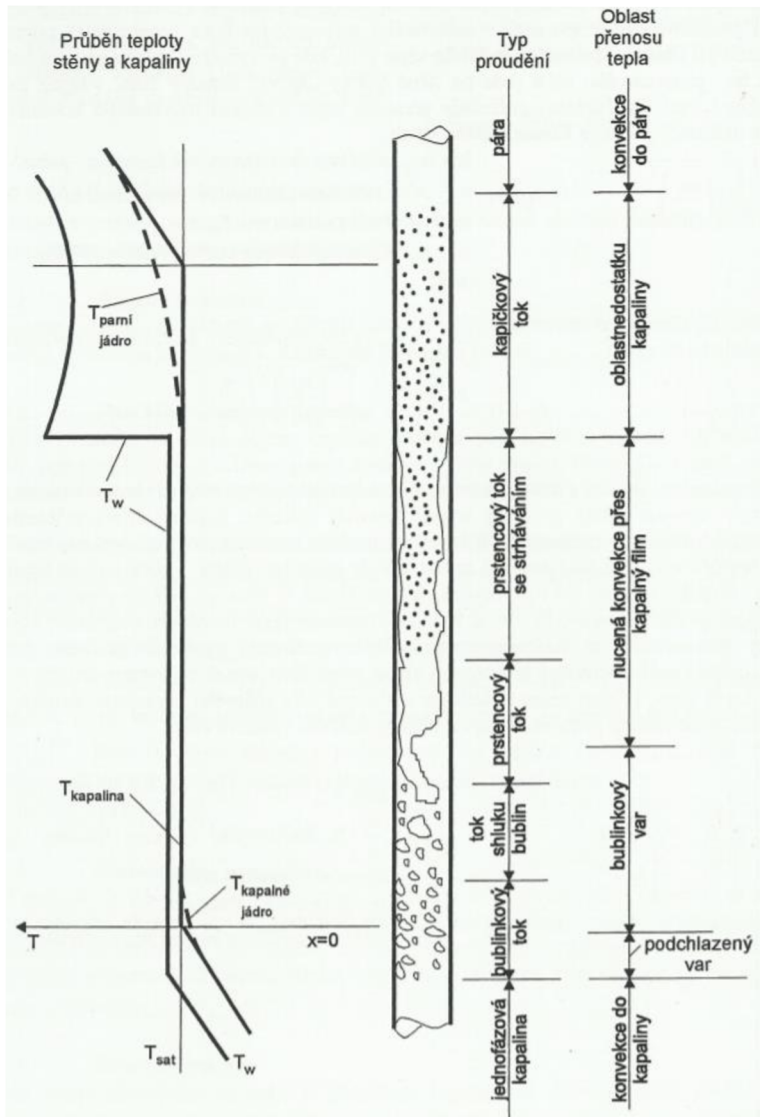
Krize varu prvního druhu se v anglické literatuře označuje jako DNB (Departure from Nucleate Boiling). Její princip je znázorněn na Obrázek 5. S rostoucím teplotním rozdílem T_Z a T_C , roste počet bublinek na teplosměnné ploše. V případě, že teplotní rozdíl pořád roste, roste i počet bublinek na teplosměnné ploše, až do okamžiku, kdy se na povrchu teplosměnné plochy vytvoří celistvý parní film, který se z počátku trhá, ale svou podstatou neumožňuje plynulý přestup tepla konvekcí z teplosměnné plochy do chladiva. Parní film se z počátku trhá z důvodu přirozeného, popřípadě nuceného proudění, kdy vysokým tlakem a prouděním dochází k paralelnímu proudění bublinek po teplosměnné ploše. Tento režim se objevuje u tlakovodních reaktorů. Tím, že film vytvořený na povrchu teplosměnné plochy brání přestupu tepla, dochází k prudkému zvýšení teploty na povrchu teplosměnné plochy a může dojít až k jejímu zničení. Vlivem zhoršeného přestupu tepla pomocí konvekce bude tepelný tok mezi body B a G na Obrázek 3 klesat, dokud se neutvoří celistvý film a nezačne převažovat přestup tepla pomocí záření.



Obrázek 5-Krize varu prvního druhu [3]

3.4.2 Krize varu druhého druhu

Krize varu druhého druhu se označuje v literatuře jako „Dry-out“. Její princip je znázorněn na Obrázek 6. Dochází k němu při nižších hodnotách tepelného toku než u krize varu prvního druhu. Současně je u tohoto druhu menší hmotností průtok, který má však velký podíl parní fáze. Nejčastěji k tomuto druhu dochází ve vyhříváném kanále, kde nejdříve dochází k jednofázovému proudění, následně k bublinkovému varu. Se zvyšujícím se počtem bublinek však vzniká prstencové proudění, kdy střed kanálu je tvořen parní fází a k přestupu tepla dochází konvekcí přes kapalnou film na povrchu teplosměnné plochy. Náhlými změnami proudění a tlaku v kanále dochází k tomu, že parní jádro odtrhává kapalnou film a dochází k místnímu vysušení, takzvanému dry-out, kdy může dojít k náhlému zvýšení teploty teplosměnné plochy. Z důvodu rychle se pohybujícího parního jádra je součinitel přestupu tepla poměrně vysoký, což znamená, že zvýšení teploty teplosměnné plochy při vysušení nemusí být tak velký, jako u krize varu prvního druhu, může však také dojít k poškození paliva v reaktoru.



Obrázek 6-Krize varu druhého druhu [1]

3.5 Blánový var

Blánový var nastává na Obrázek 3, v oblasti III. a IV. V oblasti III. dochází k přechodnému blánovému varu, kdy parní film vznikající na teplosměnné ploše je nestabilní a místa na teplosměnné ploše mění mezi bublinkovým a blánovým varem. V oblasti IV. Dochází, k již stabilnímu blánovému varu, kdy je na povrchu vytvořen celistvý parní film. Tento jev, kdy se kapalina izoluje vrstvou páry od teplosměnné plochy nazývá Leidenfrostův jev. [7]

4 KRIZE VARU V JADERNÝCH REAKTORECH

Z hlediska této práce je věnována pozornost převážně tlakovodním typům reaktorů, přesněji VVER 1000, který se objevuje v JE Temelín. Při nominálním provozu je rozdíl teplot povrchu palivového proutku a teploty chladiva poměrně malý a odvod tepla je uskutečňován konvektivní cestou při jednofázovém proudění. Bude-li se zvyšovat tepelný tok, bude růst i teplota povrchu proutku až k teplotě sytosti chladiva, poté začne chladivo vřít a dochází k povrchovému bublinkovému varu. S odtrháváním bublinek je jednodušší přestup tepla z palivového proutku do chladiva a roste i tepelný tok. Při dosažení určité hodnoty výkonu palivového proutku, s kombinací určité hodnoty průtoku a suchosti páry přejde bublinkový var ve var blánový.

Jak již bylo zmíněno na začátku kapitoly, průběh na Obrázek 3 odpovídá případu s regulovatelnou teplotou stěny. V jaderném reaktoru tato možnost neexistuje a lze pouze regulovat velikost tepelného toku, který je možný regulací výkonu palivového souboru a tím i jeho proutků. Bude-li se tedy zvyšovat tepelný tok a dostane se velikost tepelného toku na hodnotu označovanou jakožto kritický tepelný tok, který je v grafu označován jako bod B. Zde dojde k přeskočení na bod H, tudíž i k náhlému zvýšení teploty teplosměnné plochy, v rámci jaderného reaktoru je teplosměnná plocha povrch palivového proutku.

Následné prudké zvýšení teploty povrchu proutku, způsobené izolováním chladiva od povrchu parní blány, může způsobit oxidaci pokrytí palivového proutku, popřípadě i poškození nebo až natavení paliva. [15] Tento režim je zejména za normálního a abnormálního provozu reaktoru nepřipustný a nesmí vzniknout v žádném místě aktivní zóny. Aby ke krizi varu v jaderném reaktoru nedošlo, je potřeba omezovat výkon reaktoru, popřípadě zajistit přípustné meze parametrů chladiva, mezi které patří tlak a teplota chladiva.

K varu chladiva může dojít i při poměrně malých tepelných tocích, a to snížením tlaku chladiva v primárním okruhu. Problém poté nenastává pouze v rámci odvodu tepla, ale mohou například vznikat těžko identifikovatelné plynové polštáře mimo kompenzátor objemu, které se mohou objevovat nejen v kolektorech u parogenerátoru, ale mohou se usazovat také pod víkem tlakové nádoby reaktoru. Mezi další problémy se zahrnuje zhoršení chodu hlavních cirkulačních čerpadel, anebo vysolování kyseliny borité.

4.1.1 Definice základních parametrů a vztahů

Pro lepší pochopení následujících podkapitol zde budou vysvětleny základní vzorce a souvislosti, které se objevují v souvislosti s výkonovým rozložením v reaktoru nebo samotném palivovém souboru.

Z kapitoly věnované sdílení tepla kondukcí je znám Fourierův zákon, ze kterého lze odvodit množství tepla odevzdaného z palivové peletky. Jestliže se tento vztah upraví pro mezi kruhovou vrstvu oxidu uraničitého tloušťky dr na poloměru za jednotku času, získá se vztah [15]:

$$N = -\lambda_{UO_2} \cdot F \cdot \frac{dt}{dr}, \quad (4.1.1)$$

kde N je množství odevzdaného tepla [W], λ_{UO_2} je tepelná vodivost oxidu uraničitého UO_2 [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$] a F je plocha peletky [m^2].

Veličinu N lze poté vztáhnout k danému objemu nebo ploše. Vztáhne-li se však k dané délce, například délce proutku, lze dostat často využívanou veličinu označovanou jako lineární výkon q_1

[W/m]. Pro získání vztahu pro tepelný výkon palivového proutku, je potřeba dát právě lineární výkon do funkce s výškovou souřadnicí z , kdy po integraci lze dostat vztah [15]:

$$N_{i,j} = G_{i,j} \cdot (i_{vystup} - i_{vstup}), \quad (4.1.2)$$

kde $G_{i,j}$ je průtok v i -tém palivovém souboru a j -tém palivovém proutku a i je entalpie vody na vstupu a výstupu [$\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$].

Tepelný výkon bývá jedním ze základních parametrů udávaných pro výkonové rozložení v reaktoru, kdy může být udáván jak pro celý reaktor, tak pro samotný palivový soubor nebo samotný palivový proutek. Pro tepelný výkon palivového proutku je vztah udáván výše, jestliže se sečte tepelný výkon jednotlivých prouteků, lze dostat tepelný výkon souboru a následně dalším součtem přes palivové soubory i tepelný výkon celého reaktoru. Samotný tepelný výkon se dále může udávat formou koeficientů. Jestliže se dá do poměru tepelný výkon určitého palivového proutku v určitém palivovém souboru vůči střední hodnotě výkonu prouteků v celé aktivní zóně, získá se poproutkový koeficient vývinu energie v reaktoru. Obdobně lze použít vztah pro výpočet koeficient vývinu energie v palivovém souboru, kdy se tepelný výkon daného palivového souboru dá do poměru se střední hodnotou výkonu palivových souborů v celé aktivní zóně.

Pro přiblížení, budou sepsány jednotlivé hodnoty do tabulky ve srovnání s reaktorem VVER 1000 a VVER 440. Maximální hodnoty obsahují ještě nejistoty, počítají s výrobními tolerancemi paliva nebo také s nepřesností samotného výpočtu. [15] Tyto hodnoty jsou dále závislé nejen od typu jaderného reaktoru, ale také od použitého paliva.

Parametr	VVER 1000	VVER 440
Nominální tepelný výkon N_R [MW]	3120	1444
Stření výkon prouteků [kW]	59,82	32,8
Maximální výpočtová hodnota poproutkového koeficientu vývinu energie v reaktoru	1,63	1,63
Maximální výpočtová hodnota vývinu energie v palivovém souboru	1,45	nestanovena
Maximální dovolený výkon proutku [kW]	107,5	59
Maximální dovolený lineární výkon proutku [W/cm]	448	325

Tabulka 1-Srovnání parametrů výkonového rozložení v reaktorech VVER 1000 a VVER 440

4.1.2 Limitní podmínky

Právě se vznikem krize varu a možností vzniku nežádoucích situací souvisí limitní podmínky provozu jaderného reaktoru. Limitní podmínky označují soubor limitů a omezení jak pro samotný reaktor, ale i pro samotné technologické systémy. Limitní podmínky se stanovují za účelem zajištění bezpečnosti provozu jaderného zařízení. Mezi základní limitní podmínky patří podmínka netavení uranového jádra palivového proutku, a to v žádném místě proutku, nepřekročení mezní teploty zirkoniového pokrytí palivového proutku nebo samotná nepřípustnost vzniku krizového odvodu tepla, tedy vznik krize varu. [15] Samozřejmě existuje celá řada dalších limitních podmínek a omezení, jež jsou všechna součástí širšího souboru limitních podmínek stanovovaných Mezinárodní agenturou pro atomovou energii IAEA a Státním řádem pro jadernou bezpečnost

SÚJB. Mezi další limitní podmínky patří například tlakové limity v primárním, popřípadě sekundárním okruhu nebo stupeň oxidace vznikající na povlaku palivového proutku.

Mezi základní podmínky a limity patří podmínka netavení uranového jádra v palivovém proutku. Dosáhne-li palivová peletka povolené teploty, dochází k prudkým změnám jak v tvaru, tak i objemu, což může vést až k netěsnosti palivového proutku. Právě bod tavení palivového proutku je také závislý i na množství vyhořelého paliva, kdy u čerstvého paliva je udávána teplota tavení 2805 °C, zatímco při vyhoření okolo 40 000 MWd/t uranu se udává teplota tavení 2670 °C [15]. Tyto hodnoty slouží pouze jako orientační a nedají se považovat za přesné, jelikož se mohou měnit u jakéhokoli výrobce, kdy závisí na množství použitých absorbátorů v palivu, na množství příměsí a podobně. Po dosažení těchto teplot do vztahu pro lineární výkon, počítající se střední hodnotou tepelné vodivosti UO_2 , vycházejí hodnoty mezi 63 až 75 kW/m. Při kontrole s hodnotami z Tabulka 1, je vidět že podmínka netavení jádra bude splněna vždy a byla by porušena až při násobně větších výkonech.

Další důležitou limitní podmínkou je nepřekročení mezní teploty zirkoniového povlaku. Zde je potřeba dbát na nepřekročení teploty nad 350 °C, kdy nad tuto teplotu dochází postupnému zhoršování pevnostních vlastností povlaku a mohlo by případně dojít k porušení palivového proutku a úniku štěpných produktů. Provozní teplota bývá poměrně blízká této mezní teplotě, je tedy tato podmínka redukována na podmínku nepřijatelnosti krize varu.

Samotná podmínka nepřijatelnosti krize varu je zaměřena na velikost součinitele přestupu tepla a jeho dostatečné velikosti. Výpočtům kritického tepelného toku se využívají korelace kritického tepelného toku, které budou popsány v samostatné kapitole 6.

Popsané vztahy a podmínky jsou zde zaměřeny na statické stavy. V reálu však dochází k dynamickým změnám, kde jako příklad lze udávat změnu průtoku v čase z důvodu výpadku cirkulačních čerpadel. V té chvíli se budou měnit i mezní výkony palivových souborů a je potřeba s tímto požadavkem počítat při výpočtech nepřijatelnosti krize varu.

4.1.3 Nepřijatelnost krize varu v jaderném reaktoru

V rámci krize varu u jaderného reaktoru se objevuje pojem CHF (critical heat flux – kritický tepelný tok), tedy takový tepelný tok, při kterém dochází k přechodu z bublinkového na blánový var, a tedy ke krizi varu. Obdobně se tento pojem objevuje i u BWR (boiling water reactor), tedy u varných typů reaktoru, kdy označuje tepelný tok na začátku přechodového varu, který nesmí být překročen. Kritický tepelný tok se u varných typů reaktorů vyobrazuje formou CPR (critical power ratio), který se stanovuje jako poměr CHF vůči reálnému tepelnému toku v palivové peletě. [17]

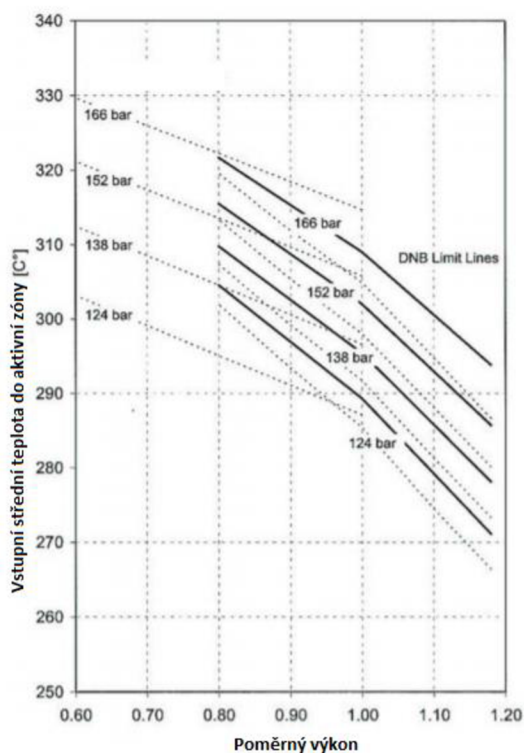
V rámci PWR (pressurized water reactor), tedy tlakovodních reaktorů, mezi které v zásadě patří i JE Temelín se častěji hovoří o DNB, které bylo již zmíněno při vysvětlení krize varu v samostatné kapitole. V samotném reaktoru má na okamžik, kdy nastane krize varu neboli DNB, nebo též kdy se dosáhne kritického tepelného toku, vliv řada okolností, mezi které se dá dále zařadit vliv průtoku chladiva reaktorem, teplota a tlak chladiva. Právě z důvodu řady okolností a parametrů chladiva, majících vliv na stanovení kritického toku, nelze tuto hodnotu stanovit se stoprocentní jistotou.

V této souvislosti se v rámci bezpečnostních pojmů zavádí pojem DNBR (departure from nucleate boiling ratio), což označuje poměr mezi tepelným tokem způsobujícím krizi varu a reálným tepelným tokem. [18] Aby nedošlo ke krizi varu, nesmí se v jakémkoliv stavu, ať už

nominálním nebo abnormálním, dostat systém na hodnotu DNBR 1,17, musí se tedy udržovat na hodnotě podstatně vyšší. Předpokládaná hodnota v nominálním stavu se uvažuje DNBR 2,05. [18] Současně s tímto se zavádí pojem 95/95 DNB kritérium, což znamená, že s 95procentní pravděpodobností na 95procentní hladině významnosti nedojde k dosažení hodnoty DNBR 1,17, tedy že se v žádném místě reaktoru v nominálním i abnormálním provozu nedojde ke krizi varu. [16] Tyto hodnoty byly vypočteny pomocí korelace WRB-1. Minimální hodnoty DNBR se liší podle korelací. Pro korelaci W3 například vychází minimální hodnota DNBR 1,3, která se vlivem distančních mřížek může snížit až na hodnotu 1,24. [18]

Aby tohoto bezpečnostního hlediska bylo dosaženo, platí již zmíněné limitní podmínky, ale také bezpečnostní provozní podmínky, které lze bodově definovat v diagramu povolených provozních stavů. Tyto body jsou definovány počtem pracujících cirkulačních čerpadel, tepelným výkonem a střední hodnotou teploty chladiva vstupujícího do aktivní zóny. Tyto body se musejí nalézat pod křivkou tlaku v KO (kompenzátor objemu), s čímž operátoři musejí počítat, a současně veškeré automatické blokovací podmínky a havarijní systémy jsou na tuto mez nastaveny, čímž je zajišťován bezpečný provoz jaderného reaktoru. [16]

Jako příklad lze uvést Obrázek 7 se zakreslenými DNB limity v závislosti právě na vstupní teplotě do aktivní zóny a na poměrném výkonu, tedy poměru reálného výkonu vůči nominálnímu, čímž je myšlen stoprocentní výkon reaktoru, tudíž jednička na vodorovné ose značí stoprocentní výkon. Tlak je zde znázorněn v barech, kdy 1 bar je 100 kPa. V grafu jsou znázorněny dva typy čar, kdy každá znázorňuje jiný typ paliva. Tečkovanou čarou jsou zobrazeny dovolené provozní stavy reaktoru s původním referenčním typem paliva, zatímco plnou čarou jsou zobrazeny dovolené provozní stavy reaktoru s novým typem paliva. [14]



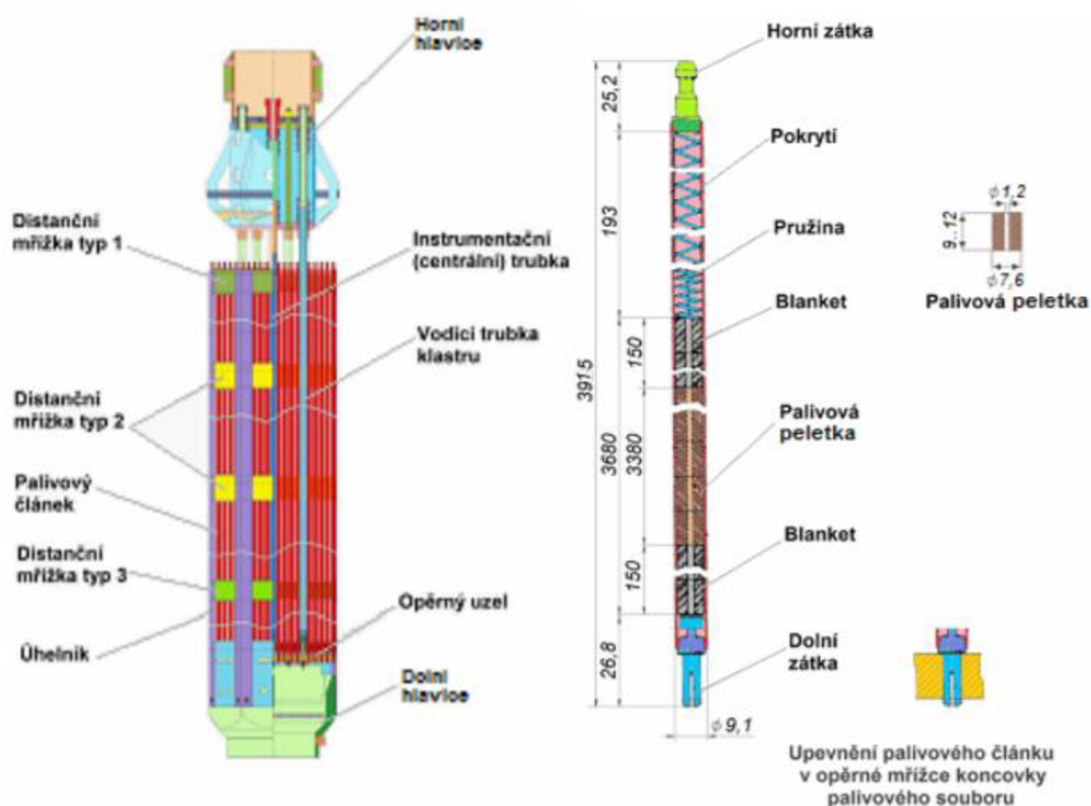
Obrázek 7-Graf povolených provozních stavů [14]

Nepřístupnost krize varu je nutno kontrolovat nejen za normálního a abnormálního provozu, ale i za havarijních podmínek. Zhoršení odvodu tepla může být způsobeno poruchou na sekundárním okruhu. To může nastat, když dojde k chybě na regulátoru páry, způsobující snížení průtoku páry, nebo ke ztrátě vnějšího elektrického zatížení, výpadku turbíny, neúmyslnému uzavření oddělovacích armatur na hlavních parovodech, ztrátě vakua v kondenzátoru, ztrátě pracovních, popřípadě i rezervních napájecích zdrojů, ztrátě nominálního napájení parogenerátoru vodou nebo prasknutí napájecího potrubí. Většina těchto poruch nepředstavují přímé, nebo vážné, ohrožení jaderné bezpečnosti, jelikož u většiny nedojde ke snížení DNBR k hodnotě 1,17. Nejhorší z těchto poruch je označován výpadek turbíny, při níž se DNBR dostává až k hodnotě 1,19. V té chvíli dojde ke zhoršení odvodu tepla sekundárním okruhem, tudíž ke zvýšení teploty a tlaku v primárním okruhu, což způsobí vyslání havarijního signálu a k zapůsobení havarijních systémů RTS (reactor trip system). [16]

Ke zhoršení odvodu tepla přímo z aktivní zóny dále může dojít poruchou na primárním okruhu. To může nastat, jestliže dojde k výpadku jednoho nebo více hlavních cirkulačních čerpadel, úplné ztrátě nuceného průtoku chladiva, způsobené například uzavřením hlavních uzavíracích armatur, zadření rotoru nebo prasknutí hřídele hlavního cirkulačního čerpadla, nebo snížení průtoku palivovým souborem. Všechny tyto poruchy povedou k zapůsobení havarijního systému RTS. Bylo zjištěno, že nejnižší hodnota DNBR, které lze při takovýchto poruchách dosáhnout se pohybuje okolo 1,13, což je nižší než bezpečná hodnota DNBR 1,17. Hrozí tedy nebezpečí vzniku krize varu a nebezpečné důsledky krize varu, tedy nebezpečí poškození nebo porušení paliva, závisí na době za jak dlouho zapůsobí havarijní systémy.

5 PALIVOVÁ KAZETA REAKTORU VVER 1000

Reaktory typu VVER 1000 se v Česku nachází v jaderné elektrárně Temelín. Do tohoto reaktoru dodává v současné době palivo ruská společnost TVEL, která je ruskou dceřinou společností Rosatom. Společnost TVEL dodává palivo typu TVSA do 76 reaktorů v 15 zemích světa a 30 výzkumných reaktorů. Původně však v Jaderné elektrárně Temelín bylo palivo dodáváno americkou firmou Westinghouse typu VVANTAGE6. Během provozu však docházelo k problémům s palivem, což mělo vliv na ohyb a pokroucení palivových proutků a následným netěsnostem. Z tohoto důvodu bylo vybráno nové palivo, které se mělo v reaktoru vyskytovat současně s palivem typu VVANTAGE6. K tomu však nedošlo a bylo vybráno palivo, speciálně vytvořeno firmou TVEL pro JE Temelín, typu TVSA-T, které se do reaktoru zavezlo poprvé v roce 2010. Palivo typu TVSA-T je zobrazeno na Obrázek 8.



Obrázek 8 - Palivový soubor, palivový proutek a palivová peletka TVSA-T, veškeré rozměry v mm, přebráno a upraveno z [8], odpovídá s [9],[10]

5.1 Palivový soubor TVSA-T

Palivový soubor je znázorněn na levé straně Obrázek 8. Palivový soubor je složen z palivových proutků. Celkový počet palivových souborů v reaktoru je 163 a celkový počet palivových proutků v souboru TVSA-T je 312. Dále soubor obsahuje 19 elementů neobsahujících palivo, kde se jedná o 18 vodících trubek a 1 centrální trubku, každý soubor tedy obsahuje 331 proutků a trubek [10]. Tvar palivového souboru je šestiúhelníkový pro lepší vyplnění válcovitého tvaru reaktoru. Celková výška palivového souboru je 4570 mm a šířka 235 mm. Ve středu palivového souboru se nalézá nosná trubka celého souboru, která je vyrobena ze slitiny zirkonia, která se nazývá E-635. Nosná trubka slouží také pro umístění různých měřících detektorů, které mohou snímat například teplotu nebo neutronový tok. Na nosné trubce jsou také umístěny distanční mřížky. Palivový soubor

obsahuje 8 distančních mřížek trojího typu. Horní a dolní distanční mřížky jsou umístěny na horním a dolním konci palivového souboru. Mezi nimi je rovnoměrně po celém souboru umístěno 6 kombinovaných distančních mřížek. Primárním úkolem distančních mřížek je udržení palivových proutků ve správné poloze, a to v trojúhelníkové mřížce s roztečí 12,75 mm. Součástí souboru jsou také úhelníky, které slouží ke zpevnění celé konstrukce. V souboru je taktéž umístěno 18 trubek, ve kterých se mohou pohybovat regulační tyče, materiálově složené ze dvou částí. Většina regulační tyče je tvořena karbidem bóru B_4C , pouze asi 30 cm na spodním konci je tvořeno titanidem dysprosia Dy_2TiO_5 .

Palivový soubor je uzavírán z obou stran hlavicemi, nebo takzvanými nátrubky. Horní nátrubek palivového souboru je odnímatelný. Slouží k manipulaci a upevnění ve vertikálním směru. Jelikož je odnímatelný, slouží ke kontrole palivových proutků a v případě i jejich výměnu. Hlavním úkolem dolní nátrubky je usměrnění toku chladiva do palivového souboru [12] [13].

5.2 Palivový proutek

Palivový proutek je tenkostěnná trubka, uvnitř níž se nacházejí palivové pelety. Geometrie s rozměry je znázorněna na Obrázek 8. Vnitřní průměr palivového proutku je 7,7 mm. Obal palivového proutku je tvořen slitinou zirkonia E-110 [11]. Vnitřek palivového proutku je vyplněn heliem natlakovaným na 2 MPa. Helium slouží nejen ke zlepšení tepelných vlastností, ale také ke snížení přetlaku na začátku palivové kampaně. Pružiny zobrazené na Obrázek 8 slouží k upevnění pelet v pracovní pozici, ale dovolují pohyb v rámci tepelné dilatace. Z obou stran jsou poté pelety ohraničeny takzvaným blanketem. Blanket tvoří pelety z přírodního uranu a slouží k zamezení úniku neutronů v axiálním směru, a tedy ke zlepšení využití paliva. To samé platí pro rozmístění pelet, kdy na spodní a horní straně jsou pelety s nižším obohacením, což dopomáhá ke snížení úniku neutronů v axiálním směru.

Samotné pelety mají tvar válce s případnou dutinou uprostřed (geometrie zobrazena na Obrázek 8). Pelety jsou tvořeny oxidem uranickým UO_2 s různým obohacením ^{235}U . Toto obohacení není nikdy větší než 5 %. Palivové proutky se poté dělí na dva typy, a to podle použitých pelet, a to proutky typu tvel a tveg. Zatímco palivový proutek tvel obsahuje pouze pelety tvořeny UO_2 , do palivového proutku typu tveg je v peletách přimíchán oxid gadolinia Gd_2O_3 , sloužící jakožto vyhořívající absorbátor [11].

6 PROBLEMATIKA KRIZE PŘESTUPU TEPLA

V rámci limitních podmínek v předcházející kapitole bylo představeno, v jakých mezích udržovat výkon reaktoru, aby nedošlo k nežádoucím jevům, mezi které patří i krize varu. Pro správné stanovení poměru DNBR je však zapotřebí s dostatečnou přesností stanovit kritický tepelný tok. Pro vytvoření dostatečně přesného modelu, popisujícího samotný jev a počítající s co nejvíce přesnou hodnotu kritického toku, vzniklo nepřehledné množství experimentů. Vznikaly experimenty popisující samotné děje vznikající před, současně s nebo po krizi varu, avšak také experimenty, které na krizi varu pohlíželi jako na celek, jeden dlouhý děj, což dalo za vznik řadě korelacím vhodným pro výpočet kritického tepelného toku.

Experimenty vznikaly nejdříve v rámci samotné kulaté trubky, poté se přesouvaly k prstencové geometrii, až došlo k experimentům na malém svazku palivových tyčí, načež vznikly i experimenty na svazku palivových tyčí ve skutečné velikosti (délce). A pro každý takovýto typ experimentu vznikaly samostatné korelace, často s dodatečnými prostředky pro rozšíření platnosti dané korelace i na svazek palivových tyčí. Vzniklo tedy značné množství, možná až stovky korelací, kdy některé byly méně nebo více přesné, některé byly zaměřeny na krizi varu prvního druhu a některé na druhého druhu, některé byly vhodné pro oba typy. Některé experimenty počítaly s rovnoměrným vývinem tepla podél proutků a některé s nerovnoměrným.

Cílem vzniku korelací tedy bylo, aby vznikl co nejpřesnější výpočetní aparát pro výpočet kritického tepelného toku pro jaderný reaktor, ve kterém se objevuje řada proměnných, které mají vliv na samotný výpočet, ať už se jedná o složitou geometrii palivových svazků, nebo nerovnoměrného vývinu tepla v palivovém proutku (jak v rámci poloměru, tak i po celé výšce proutku), nebo také vliv distančních mřížek na proudění v palivovém souboru.

Výsledné korelace znázorňují výsledky daných experimentů a mají pouze empirický charakter, jejichž použitelnost se odvíjí od přesnosti měření a celkové podobnosti k odpovídajícímu proudění a geometrii. Existují tedy korelace jejichž použitelnost je značně omezena, které se věnují výpočtu kritického tepelného toku, popřípadě zakrizové oblasti. Jelikož je práce zaměřena na krizi varu, budou věnována hlavní pozornost korelacím věnujícím se této problematice, a také těm, které jsou jedny z nejpřesnějších nebo nejpoužívanějších. V následujících podkapitolách budou popsány jednotlivé korelace věnující se problematice krize varu.

6.1 Korelace nevěnující se krizi varu na svazku palivových tyčí

Jedním s prvních vědců věnující se této problematice byl Kutaleladze, jež již v roce 1952 zformuloval tuto korelaci pro kritický tepelný tok [19][4]:

$$q_{kr} = C_1 \cdot r \cdot \rho_p \cdot \left[\frac{\sigma \cdot g \cdot (\rho_v - \rho_p)}{\rho_p^2} \right]^{1/4}, \quad (6.1.1)$$

kde C_1 je koeficient rovný 0,149, r je výparné teplo [$\text{kJ} \cdot \text{kg}^{-1}$], ρ_p je hustota plynu [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$], ρ_v je hustota vody [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$], σ je povrchové napětí [$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$], g je gravitační zrychlení [$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$].

Konstanta C_1 byla optimalizována dalšími vědci jako Zuber ($C_1 = 0,13$) nebo Rohsenow ($C_1 = 0,18$). Právě s hodnotou 0,149 se tato korelace hodí horizontální plochy s dostatečnou velikostí a zajištěním podmínky, že žádná voda nepřichází z okrajů. Dá se tedy říci, že platí dobře pro krizi varu ve velkém objemu. Hlavními zjednodušeními u této korelace patří, že odpadá závislost na nuceném proudění, kdy v tomto případě se projevuje přirozená konvekce a na bublinky působí síla

vztlková. V návaznosti na toto vyvinul Kandlikar korelaci taktéž pro var ve velkém objemu, avšak se závislostí na kontaktním úhlu, nebo také označovaným jako úhel smáčení θ . [19]

Obdobně lze nalézt řadu korelací věnující se například zákrizové oblasti, kdy se matematickým modelem snaží přijít k minimální teplotě stěny, která vede k stabilnímu blánovému varu (bod G na křivce na Obrázek 3). Mezi autory těchto korelací se dají zařadit Berenson, Spiegler, Kalinin nebo Henry.

Stejně tak je potřeba zajistit dostatečně přesný tepelný tok během provozu, nejen kritický tepelný tok. Pro stanovení tepelného toku pomocí Newtonova zákona je zapotřebí s dostatečnou přesností stanovit součinitel přestupu tepla. Právě korelacím pro výpočet součinitele přestupu tepla věnuje řada autorů, a to jak v oblasti podchlazeného varu, tedy oblasti od vzniku bublinky až po krizi varu, nebo také zákrizové oblasti. Mezi tyto korelace se dá zařadit Chen korelace nebo B-H-R (Bjorge, Hall, Rohsenow) korelace. Mezi autory věnující se přestupu tepla v zákrizové oblasti patří například Groenweld nebo opět Chen. [19]

Korelace pro výpočet kritického tepelného toku při krizi varu se mohou věnovat krizi varu prvního druhu, nebo pouze druhého druhu, nebo mohou být aplikovatelné na oba dva druhy. Nejdříve bude věnována pozornost korelacím věnujícím se krizi varu, aplikovatelným na trubkovou geometrii.

V rámci trubkové geometrie se krizi prvního druhu věnuje Tong-68 korelace. Krizi varu druhého druhu se věnuje CISE-4 korelace. Korelace aplikovatelné v rámci trubkové geometrie jak na krizi varu prvního, tak i druhého druhu jsou Biasi korelace, Bowring korelace a Groenweld korelace. [19]

6.2 Korelace věnující se krizi varu na svazku palivových tyčí

Jelikož je práce zaměřena více na tlakovodní reaktor, přesněji VVER 1000, blíže a přesněji budou popsány korelace věnující se geometrii svazku palivových tyčí.

Jednou z nejpoužívanějších korelací spojující se s výpočtem kritického tepelného toku na svazku tyčí je Osmáčkinova korelace, jenž bývá uváděna v tomto tvaru [2]:

$$Q = \frac{0,131 \cdot (1 - 0,286 \cdot x \cdot We^{0,2})^{1,3}}{42 \cdot \left(1 + \frac{H}{3,54}\right)}, \quad (6.2.1)$$

$$Q = \frac{q_{kr}}{r \cdot \rho' \cdot \left[g \cdot d_T \cdot (g \cdot a')^{\frac{1}{3}} \right]^{\frac{1}{3}} \cdot Pr' \cdot Re^{\frac{1}{5}}}, \quad (6.2.2)$$

kde Q je pomocná veličina, q_{kr} je hustota kritického tepelného toku při nerovnoměrném vývinu tepla v palivovém proutku [$W \cdot m^{-2}$], x je suchost [-], H je aktivní délka palivového elementu [m], r je měrné výparné teplo [$kJ \cdot kg^{-1}$], ρ' je hustota na dolní mezní křivce [$kg \cdot m^{-3}$], d_T je ekvivalentní tepelný průměr [m], g je gravitační zrychlení [$m \cdot s^{-2}$], a je součinitel teplotní vodivosti [$m^2 \cdot s^{-1}$], Pr je Prandtlovo číslo, Re je Reynoldsovo číslo a We je Weberovo číslo, definováno jako:

$$We = \frac{(\rho \cdot w)^2 \cdot d_T}{\rho' \cdot \sigma}, \quad (6.2.3)$$

kde $(\rho \cdot w)$ je hustota hmotnostního toku [$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$] a σ je povrchové napětí [$N \cdot m^{-1}$].

Jelikož je tento vztah uváděn pro rovnoměrný vývin tepla, který se v jaderném reaktoru neobjevuje, zavádí se korekce na nerovnoměrný vývin tepla:

$$F' = \frac{q_{kr}}{q_{kr,n}} = \frac{1 + \frac{1}{3,54} \int_0^z F(z') dz'}{1 + \frac{H}{3,54}}, \quad (6.2.4)$$

kde $q_{kr,n}$ je hustota kritického tepelného toku pro rovnoměrný vývin tepla [$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$], $F(z')$ je axiální funkce vývinu tepla.

Platnost tohoto vztahu se vymezuje v těchto mezích:

tlak $p = 5$ až 17 MPa

hustota hmotnostního toku $\rho w = 50$ až $4\,000$ $\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$

ekvivalentní tepelný průměr $d_T = 5$ až 15 mm

suchost $x = 0$ až $0,5$

Přesnost pro tento vztah se udává zhruba ± 20 %.

Je tedy vidět, že platnost Osmačkinova vztahu je pouze pro kladné hodnoty suchosti, avšak uvnitř reaktoru se udržuje pod nulou. Občas se však udává také bezrozměrná modifikace Osmačkinova vztahu, jež jeho platnost zobecňuje a posouvá i do záporných hodnot suchosti a to:

$$Kq = Q \cdot Re^{0,0889} \cdot Pr^{0,222} \cdot Fr^{-0,444}, \quad (6.2.5)$$

kde Kq je bezrozměrné kritérium, pro určení kritického tepelného toku a je udáváno vztahem:

$$Kq = \frac{q_{kr}}{r \cdot \rho w}, \quad (6.2.6)$$

a Fr je bezrozměrné Froudovo kritérium:

$$Fr = \frac{w^2}{g \cdot d_T}. \quad (6.2.7)$$

Rozsah platnosti tohoto vztahu je poté obecněji udáván jako:

$$-0,5 < x \cdot We^{0,2} < 3,0,$$

$$0,4 < H < 7 \text{ m},$$

$$1,95 \cdot 10^4 < Re < 1,5 \cdot 10^6,$$

$$0,84 < Pr < 2,0,$$

$$2,0 < Fr < 2 \cdot 10^3.$$

Do vztahu se dosazuje tlak v MPa, ostatní v základních jednotkách, q_{kr} vychází v základní jednotce $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$.

Další, poměrně často využívanou korelací, zaměřenou na výpočet kritického tepelného toku u palivových článků v reaktorech typu VVER je Bezrukova korelace. Je uváděna ve tvaru [2]:

$$q_{kr} = a_1 \cdot (1 - x)^{a_2 + a_3 p} \cdot (\rho w)^{a_4 + a_5 (1 - x)} \cdot (1 + a_6 p), \quad (6.2.8)$$

kde p je tlak [Pa] a a_1 až a_6 je soubor koeficientů. Pro optimální platnost vztahu byly koeficienty vypočteny metodou nejmenších čtverců vypočteny takto:

$$a_1 = 0,795, a_2 = -0,5, a_3 = 0,105, a_4 = -0,127, a_5 = 0,311, a_6 = -0,0185.$$

Rozsah platnosti tohoto vztahu je udáván mezemi:

tlak $p = 7,45$ až $16,7$ MPa

hustota hmotnostního toku $\rho_w = 70$ až 3800 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$

suchost $x = -0,07$ až $0,4$

aktivní délka palivového elementu $H = 1,75$ až $3,5$ m

průměr $d = 9,1$ mm

relativní rozteč v mezích od $1,34$ až $1,38$ mm

Do vztahů se doplňuje tlak v MPa, ostatní v základních jednotkách, q_{kr} vychází v $\text{MW}\cdot\text{m}^{-2}$.

Jednou z nejpoužívanějších korelací je korelace W3, jež byla vyvinuta společností Westinghouse, konkrétně panem Tongem pro tlakovodní reaktory. Korelace se dá použít jak pro kruhovou, čtvercovou geometrii, ale také pro svazek palivových tyčí. Korelace byla vyvinuta pro axiálně nerovnoměrný vývin tepla. Korelace se udává v tomto tvaru [19]:

$$q_{kr} = [(2,022 - 0,06238p) + (0,1722 - 0,01427p) \cdot e^{(18,177 - 0,5987p) \cdot x}] \cdot [(0,1484 - 1,596x + 0,1729x \cdot |x|) \cdot 2,326 \rho_w + 3271] \cdot [1,157 - 0,869x] \cdot [0,02664 + 0,8357 \cdot e^{-124,1d_T}] \cdot [0,8258 + 0,00034313 \cdot (i' - i_1)], \quad (6.2.9)$$

kde i' je entalpie syté kapaliny [$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$] a i_1 je vstupní entalpie [$\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$].

Rozsah platnosti tohoto vztahu je dán mezemi:

tlak $p = 5,5$ až 16 MPa

hustota hmotnostního toku $\rho_w = 1356$ až 6800 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$

suchost $x = -0,15$ až $0,15$

vstupní entalpie i_1 je rovna 930 $\text{kJ}\cdot\text{kg}^{-1}$

hydraulický průměr $d_h = 5,08$ až $17,8$ mm

aktivní délka palivového elementu $H = 0,254$ až $3,66$ m

poměr teplosměnného obvodu ku omočenému obvodu v mezích od $0,88$ až $1,0$

Pro nerovnoměrný vývin tepla se zavádí opět korekční faktor F :

$$q_{kr,n} = q_{kr} / F, \quad (6.2.10)$$

$$F = \frac{C}{F(z) \cdot [1 - e^{-C \cdot l_{kr}}]} \cdot \int_0^{l_{kr,n}} F(z') \cdot e^{-C \cdot (l_{kr,n} - z')} dz', \quad (6.2.11)$$

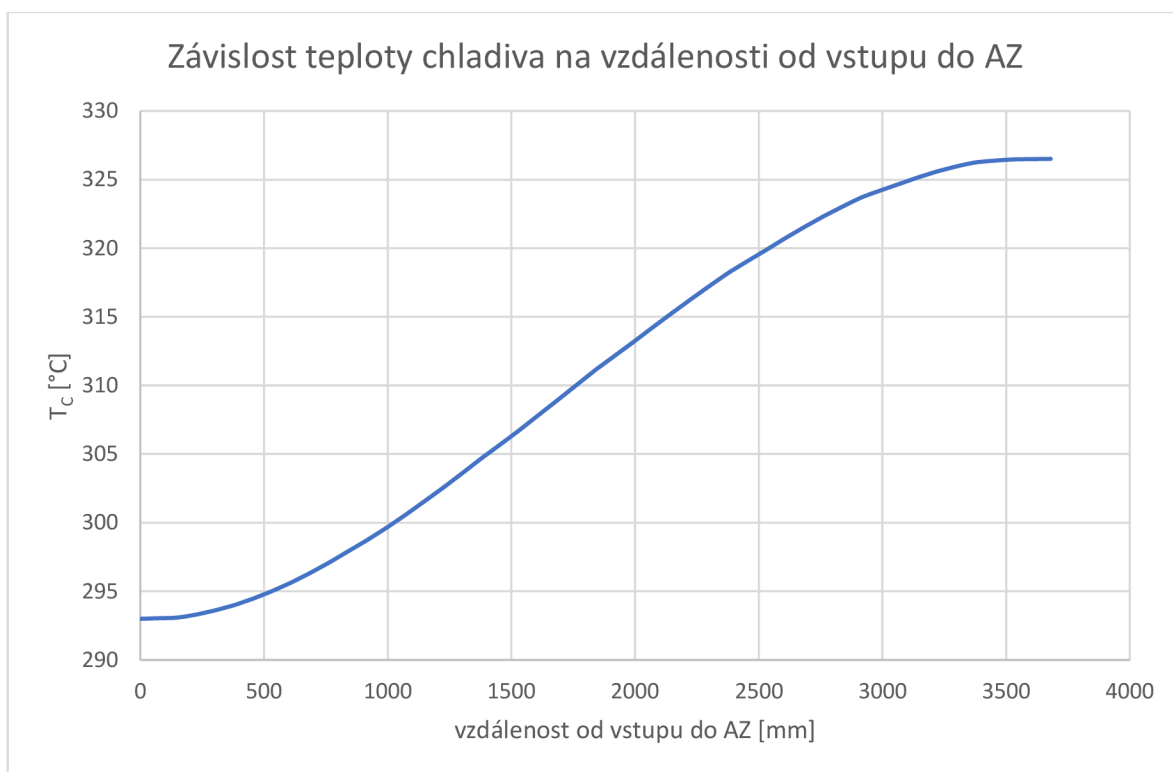
$$C = 17,323 \cdot \frac{(1-x)^{7,9}}{\left(739,3 \cdot \frac{\rho_w}{10^6}\right)^{1,72}}, \quad (6.2.12)$$

kde C je koeficient (m^{-1}), l_{kr} je délka je délka varného úseku při rovnoměrném vývinu tepla a $l_{kr,n}$ je délka varného úseku při nerovnoměrném vývinu tepla. Může se také zavádět korekční faktor na vliv různého druhu distančních mřížek.

Do vztahů se doplňuje tlak v MPa, ostatní v základních jednotkách, q_{kr} vychází v $kW \cdot m^{-2}$.

6.3 Srovnání korelací pro kritický tepelný tok

Pro srovnání korelací kritického tepelného toku byla vedoucím práce poskytnuta data, která představují hypotetický průběh parametrů chladiva podél aktivní zóny jaderného reaktoru VVER 1000. Jako ukázka těchto dat je uvedena závislost teploty chladiva na vzdálenosti od vstupu do AZ (aktivní zóny), která je zobrazena na Obrázek 9:



Obrázek 9 - Závislost teploty chladiva na vzdálenosti od vstupu do AZ

V práci jsou, dle zadání bakalářské práce, porovnány pouze samotné korelace. Nejdou tedy brány v potaz další parametry, které většinou vstupují do výpočtu kritického tepelného toku (zejména korekce na axiální nerovnoměrnost výkonu, popřípadě korekce na přítomnost distančních mřížek).

Vstupní hodnoty pro výpočet jsou:

Tlak p – 15,34 MPa

Teplota chladiva na vstupu – 293,0 °C

Hustota hmotnostního průtoku – 4000 $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$

Výkon reaktoru – 3000 MW

Výkon palivového souboru – $3000/163 = 18,4$ MW

Výkon palivového proutku – $18,4/312 = 58,974$ kW

Z tabulek [19] lze následně vyčíst důležité parametry vody pro vstupní hodnoty:

Pro tlak 15,34 MPa odpovídá teplota sytosti 343,95 °C, z čehož lze vyčíst i další potřebné hodnoty pro výpočet jako:

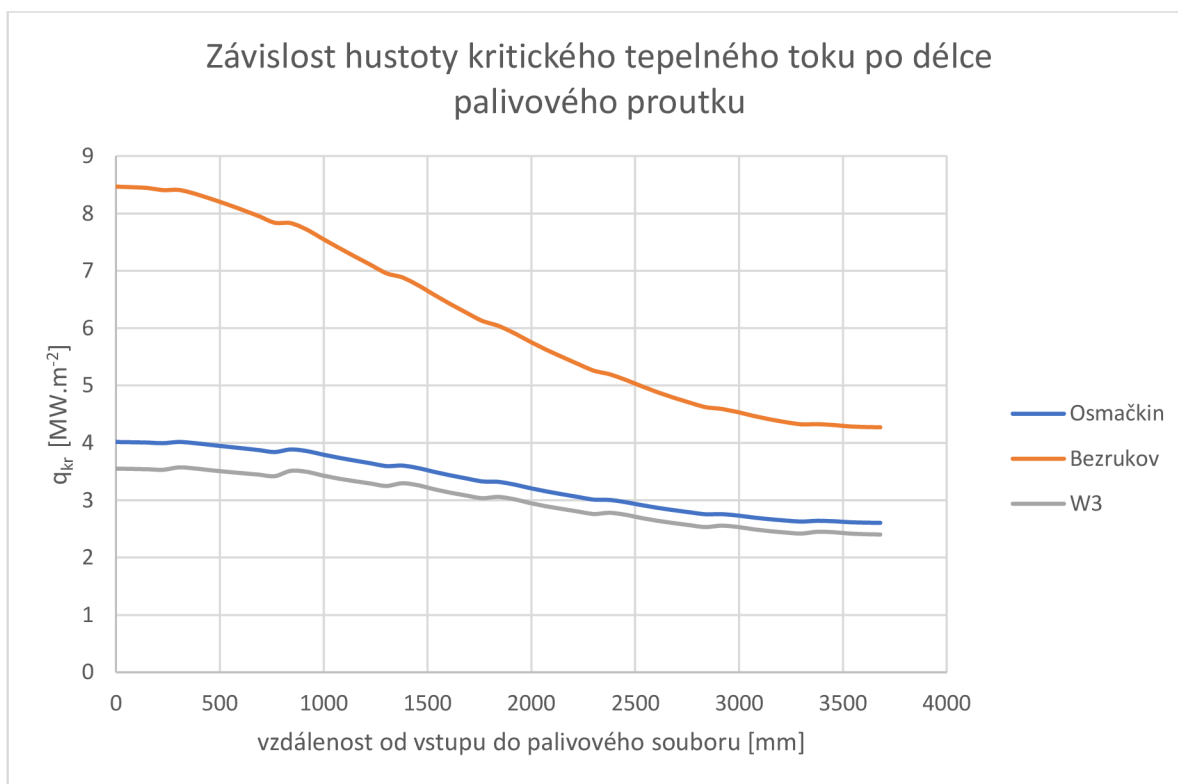
Povrchové napětí $\sigma = 0,01597$ N.m⁻¹

Dynamická viskozita $\eta = 8,8532 \cdot 10^{-5}$ Pa.s

Měrné výparné teplo $r = 1487$ kJ.kg⁻¹

Prandtlovo číslo – 0,88

Aktivní délka palivového elementu $H = 3,68$ m



Obrázek 10 - Graf závislosti hustoty tepelného toku na délce palivového proutku

Při tomto výpočtu vychází nejnižší hodnota q_{kr} z korelace W3, kdy současně s Osmačkinovou korelací vycházejí podobné hodnoty. Osmačkinova i W3 korelace se podobají v rozsahu své použitelnosti, v rámci lokálních parametrů i geometrických uspořádání. Bezrukova korelace se odlišuje právě z důvodu zaměření se na experimenty s reaktory typu VVER.

Průběh velikosti kritického tepelného toku v Obrázek 10 má v závislosti na vzdálenosti od vstupu do palivového souboru klesající charakter. Uvnitř aktivní zóny nedochází nejen ke ohřívání chladiva, ale i ke změnám vnitřních parametrů, kdy vlivem místních odporů dochází například k tlakovým ztrátám, ale mění se i vlivem teploty hustota a rychlost samotného chladiva, což má vliv na snižování kritického tepelného toku. Vliv těchto parametrů na velikost kritického tepelného toku je blíže zobrazen i na Obrázek 11, Obrázek 12, Obrázek 13.

Nejnižší hodnota q_{kr} u korelace W3 se pohybuje okolo $2,4 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$. Přepočte-li se udávaný tepelný výkon palivového proutku $58,974 \text{ kW}$ na lineární tepelný výkon, získá se hodnota:

$$q_H = \frac{58,974 \cdot 10^3}{l_{pr}} = \frac{58,974 \cdot 10^3}{3,915} = 15,064 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-1}, \quad (6.3.1)$$

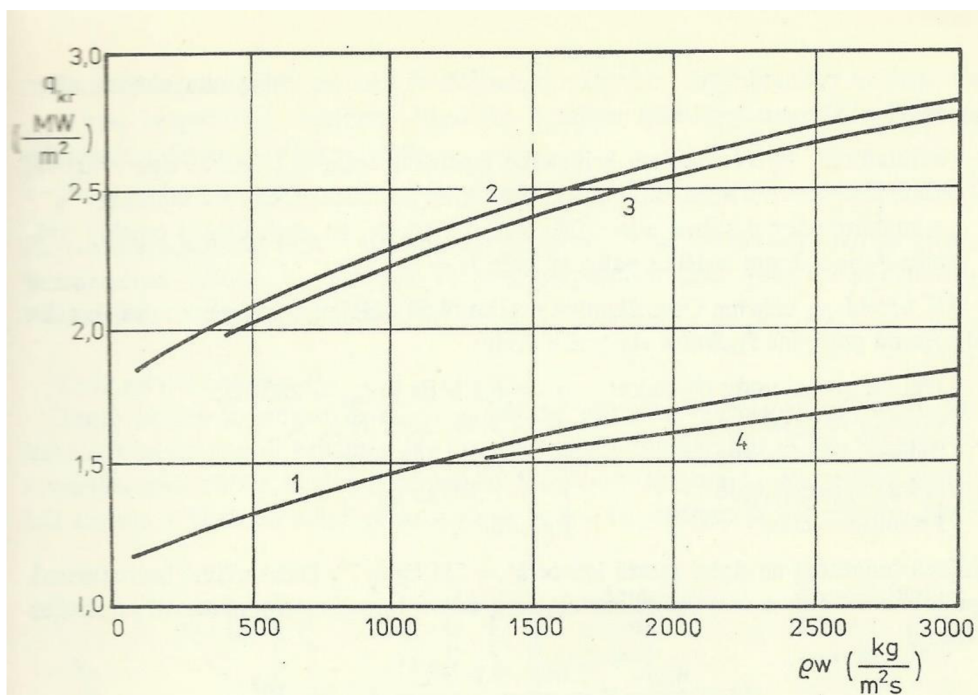
kde l_{pr} je délka proutku.

Pro takovýto lineární tepelný výkon odpovídá hustota tepelného toku q :

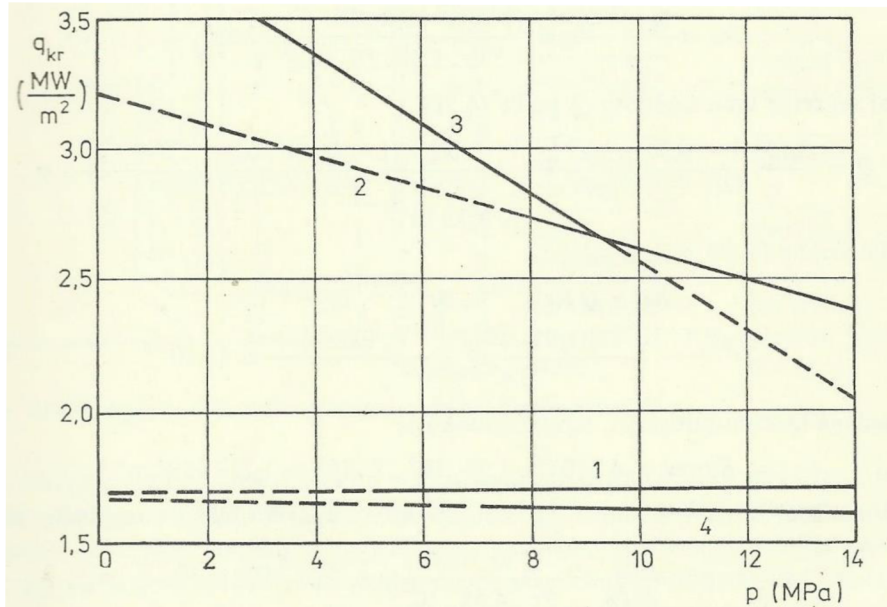
$$q = \frac{q_H}{2\pi r_Z} = \frac{15,064 \cdot 10^3}{2\pi \cdot \frac{9,1 \cdot 10^{-3}}{2}} = 526,95 \text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}, \quad (6.3.2)$$

Při srovnání s $q_{kr} = 2,4 \text{ MW}\cdot\text{m}^{-2}$, je tato hodnota hodně nižší, tudíž nehrozí nebezpečí vzniku krize varu.

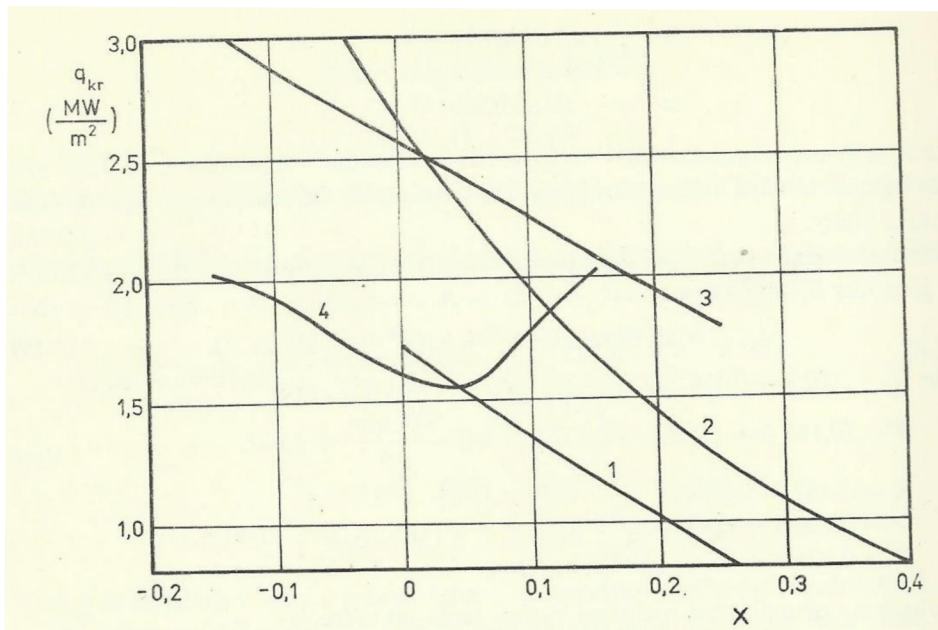
Obdobně lze srovnávat výsledky korelací v závislosti na suchosti, hustotě hmotnostního toku nebo velikosti tlaku, jež jsou přebrány z [2], kde křivka 1 značí Osmackinovu korelaci, křivka 2 značí Bezrukovovu korelaci, křivka 3 Smolinovu korelaci a křivka 4 korelaci W3:



Obrázek 11 - Závislost hustoty tepelného toku na hustotě hmotového průtoku



Obrázek 12-Závislost hustoty tepelného toku na tlaku



Obrázek 13 - Závislost hustoty tepelného toku na suchosti

Grafy jsou ilustrační pro hodnoty $p = 10 \text{ MPa}$, $x = 0$ a $\rho_w = 2000 \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3}$. Je vidět, že dojde-li k nějaké poruše, čímž může být zapříčiněno snížení tlaku nebo hustoty hmotnostního průtoku, klesá hodnota kritické hustoty tepelného toku, viz také limitní podmínky. Obdobně s rostoucí suchostí klesá hustota kritického tepelného toku, což se nevztahuje ke korelaci W3. Obecně lze říci, že jednou z nejpoužívanějších korelací je Osmačkinova z důvodu své univerzálnosti, a také jelikož je podložena velkým množstvím experimentů. Je vidět, že obdobně jako u Pro výpočet na reaktorech typu VVER se doporučuje použít Bezrukova korelace, jelikož byla experimentálně přímo zaměřena na tento typ reaktoru. Při srovnání průběhů kritického tepelného toku je vidět, že často vycházejí podobné hodnoty, jak pro korelaci W3 a Osmačkinovu korelaci, obdobně jako u modelového příkladu.

7 ZÁVĚR

Tato práce byla zaměřena na krizi varu v jaderných reaktorech. Samotná problematika má rozsáhlý charakter, je v současné době stále studována a není v plné míře zpracována. V práci byly popsány základní principy sdílení tepla, s návazností na popis dvoufázového proudění a samotnou krizi varu. Práce by mohla být rozšířena o popis typů proudění, které se při daném typu varu objevují, popřípadě doplnění o princip vývinu tepla, jenž je zmíněn v kapitole o korelacích, jelikož je na něm závislá hodnota kritického tepelného toku.

V souvislosti se zaměřením na tlakovodní reaktory, přesněji na reaktor typu VVER 1000, byl popsán palivový soubor, proutek i samotná peletka, nalézající se v JE Temelín. Při rozšíření práce by mohly být popsány jednotlivé typy distančních mřížek, jež se v palivovém souboru nalézají. V této souvislosti byly popsány limitní podmínky provozu tohoto typu jaderného reaktoru s návazností na bezpečné provozní podmínky, aby bylo zaručeno, že v žádném místě aktivní zóny nedojde k varu.

V rámci praktické části byly popsány korelace věnující se výpočtu kritického tepelného toku. Byly popsány korelace věnující se výpočtu krize varu na svazku palivových tyčí, ale i na jiných typech geometrií. V rámci korelací, věnujících se svazku palivových tyčí, byly popsány jedny z nejpoužívanějších korelací a bylo provedeno jejich srovnání na modelovém příkladu. Ze srovnání vychází grafický průběh odpovídající teoretickým předpokladům. Vstupní hodnoty zadané pro modelový příklad odpovídají vstupním hodnotám reálného reaktoru VVER 1000, až na hustotu hmotnostního průtoku, jež je poměrně vyšší než reálná hodnota objevující se v reálném reaktoru. To mohlo mít za důsledek, že vycházely poměrně vysoké hodnoty kritického tepelného toku, které by měly být reálně o něco nižší, hlavně se zaměřením na Bezrukovovu korelaci. Korelace nemívají obecně vysokou přesnost, kdy závisí hlavně na podobnosti dané geometrie a parametrů s experimentem, při němž korelace vznikala. Hodnoty vypočtené pomocí korelací se mohou značně lišit. V případě modelového výpočtu se mohly lišit ještě více právě z důvodu, že hustota hmotnostního průtoku nezapadala do mezí použitelnosti daných vztahů. Při rozšíření práce by mohla být věnována pozornost dalším typům korelací, věnujícím se nejen krizi varu prvního, ale i druhého druhu, mezi které patří například korelace EPRI-1, popřípadě zaměřením na modifikace korelací W3, jako W3S nebo W3L.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] JÍCHA, Miroslav. *Přenos tepla a látky*. Brno: CERM, 2001. Učební texty vysokých škol. ISBN 80-214-2029-4.
- [2] HEŘMANSKÝ, Bedřich. *Termomechanika jaderných reaktorů: vysokoškolská učebnice pro vysoké školy technické, studijní obor 39-39-8 Jaderné inženýrství*. Praha: Academia, 1986.
- [3] ŠTAFFA, P. *Experimenty kritického tepelného toku*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2014. 58 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Ladislav Suk.
- [4] SUK, L. *Konstrukční návrh části zařízení pro studijní účely krize varu*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2012. 81 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Jiří Martinec, Ph.D.
- [5] VLČEK, Daniel. *Přestup tepla ve svazcích tlakovodních reaktorů při vyšším parním obsahu*. Praha, 2016. Bakalářská práce. ČVUT v Praze.
- [6] LÁZNÍČKOVÁ, Ilona. *Technická mechanika, Mechanika poddajných těles, Termomechanika*. 2014. Skripta. VUT v Brně.
- [7] BŘEZOVÁ, V., M. RZEHULKA, J. POVOLNÝ a P. PRIEBEROVÁ. *Leidenfrostův jev* [online]. [cit. 2018-12-02]. Dostupné z: <http://fyzsem.fjfi.cvut.cz/2017-2018/Zima17/proc/leidenfrost.pdf>
- [8] HABAJ, Elemír. *Palivové cykly reaktorů 3. a 3+ generace pro nové jaderné zdroje*. Plzeň, 2012. Diplomová práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [9] SAMOILOV, O.B., V.B. KAIDALOV, A.A. FALKOV a O.N. MOROZKIN. *TVSA-T fuel assembly for "Temelin" NPP. Main results of design and safety analyses. Trends of development* [online]. Praha, 2010 [cit. 2018-12-02]. Dostupné z: https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/42/016/42016152.pdf?r=1&r=1
- [10] *Nuclear fuel for VVER reactors* [online]. [cit. 2018-11-26]. Dostupné z: https://www.tvel.ru/wps/wcm/connect/tvel/tvelsite.eng/resources/b00eb08047178c38abfbfb39942cc531/brochure_nuclea_eng.pdf
- [11] JANOŠEK, R. *Výpočet vyhořívání jaderného paliva reaktoru VVER 1000 pomocí programu KENO*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 104 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Filip Novotný.
- [12] JEŽEK, M. *Palivový cyklus jaderné elektrárny Temelín*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2012. 51 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Karel Katovský, Ph.D.
- [13] SEDLÁK, M. *Citlivostní analýza vlivu výrobních nepřesností na reaktivitu jaderného paliva*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2016. 59 s. Vedoucí bakalářské práce Ing. Filip Novotný.
- [14] *Operation and Licensing of Mixed Cores in Water Cooled Reactors* [online]. 2013, 90 [cit. 2019-03-15]. Dostupné z: <https://www.iaea.org/publications/10495/operation-and-licensing-of-mixed-cores-in-water-cooled-reactors>

-
- [15] HEZOUČKÝ, František a Svatobor ŠTECH. *Základy teorie normálních a abnormálních provozních režimů energetických bloků s tlakovodními reaktory*. Plzeň: Západočeská univerzita v Plzni, 2015. ISBN 978-80-261-0548-0.
- [16] URBANČÍK, Libor. *Jaderná a radiační bezpečnost provozu českých jaderných elektráren*. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2015. ISBN 978-80-214-5238-1.
- [17] *Nuclear Fuel Safety Criteria Technical Review* [online]. 2. 2012 [cit. 2019-05-01]. ISBN 978-92-64-99178-1. Dostupné z: <https://www.oecd-neo.org/nsd/reports/2012/nea7072-fuel-safety-criteria.pdf>
- [18] *Westinghouse Technology Systems Manual, Section 2.2: Power Distribution Limits* [online]. [cit. 2019-04-20]. Dostupné z: <https://www.nrc.gov/docs/ML1122/ML11223A208.pdf>
- [19] TODREAS, Neil E. a Mujid S. KAZIMI. *Nuclear systems*. 2nd ed. Boca Raton, FL: CRC Press, 2012-. ISBN 978-1-4398-0887-0.