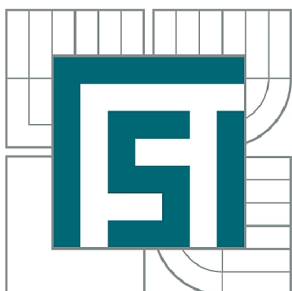




VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ENERGETICKÝ ÚSTAV

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
ENERGY INSTITUTE

KONSTRUKČNÍ NÁVRH ČÁSTI ZAŘÍZENÍ PRO STUDIJNÍ ÚČELY KRIZE VARU

DESIGN CONCEPT OF THE FACILITY PART FOR THE EDUCATIONAL OBJECTIVES OF THE
BOILING CRISIS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. LADISLAV SUK

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. JIŘÍ MARTINEC, Ph.D.

BRNO 2012

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Energetický ústav

Akademický rok: 2011/2012

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

student(ka): Bc. Ladislav Suk

který/která studuje v **magisterském navazujícím studijním programu**

obor: **Energetické inženýrství (2301T035)**

Ředitel ústavu Vám v souladu se zákonem č.111/1998 o vysokých školách a se Studijním a zkušebním řádem VUT v Brně určuje následující téma diplomové práce:

Konstrukční návrh části zařízení pro studijní účely krize varu

v anglickém jazyce:

Design concept of the facility part for the educational objectives of the boiling crisis

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Krize varu patří mezi nežádoucí jevy v tlakovodních jaderných reaktorech. Fázová změna chladicí vody zmanemá pro ustálený stav přenosu tepla v aktivní zóně jaderného reaktoru nestabilitu, která se může podílet na zhoršení schopnosti odvádět produkované teplo a tak zvyšovat celkovou nerovnoměrnost dynamického procesu chlazení. Detailní znalost průběhu vzniku krize varu při různých provozních podmínkách pomáhá předem stanovit a popsat rizika, které mohou nastat. Vizualizace krize varu je vhodnou studijní pomůckou.

Cíle diplomové práce:

Shrnutí dostupných a relevantních informací k problematice krize varu.

Návrh topného tělesa v zařízení ke studijním účelům krize varu - volba, zdůvodnění a doprovodné výpočty.

Volba provozních podmínek zařízení.

Zpracování projektové dokumentace.

Seznam odborné literatury:

Databáze technických článků ScienceDirect.

Výzkumné zprávy z experimentálních měření krize varu.

Databáze publikací World Nuclear Association.

Databáze publikací International Atomic Energy Agency.

Vedoucí diplomové práce: Ing. Jiří Martinec, Ph.D.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2011/2012.

V Brně, dne 6.10.2011

L.S.

doc. Ing. Zdeněk Skála, CSc.
Ředitel ústavu

prof. RNDr. Miroslav Doupovec, CSc., dr. h. c.
Děkan fakulty

Abstrakt

Diplomová práce se zabývá problematikou krize přestupu tepla v tlakovodních jaderných reaktorech. Teoretická část zahrnuje základní pojmy z oblasti hydrodynamiky dvoufázového proudění a kritických tepelných toků, obsahuje jednotlivé přístupy k popisu fyzikálního děje krize přestupu tepla. Praktická část je věnována návrhu měřícího stentu krize přestupu tepla ve vertikálním kanále umožňující vizualizaci dvoufázového proudění.

Abstract

Graduation these deals with investigation of critical heat flux in pressurized water nuclear reactors. Theoretical part covers fundamental terms from area hydrodynamics of two-phase flow and critical heat flux. Here are also mentioned the individual approaches to description of physical process of heat transfer crisis. Practical part is devoted to systems design of measuring stand for critical heat flux in vertical canal allowing visualization of two-phase flow.

Klíčová slova

Korelace, kritický tepelný tok, krize varu, dvoufázové proudění

Key words

Correlation, critical heat flux, the boiling crisis, two-phase flow

Bibliografická citace

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

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma „Konstrukční návrh části zařízení pro studijní účely krize varu.“, vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který tvoří přílohu této práce.

Datum:
18.05.2012

Jméno a příjmení:
Ladislav Suk

Podpis:

Poděkování

Na tomto místě bych rád poděkoval všem, kteří mi byli při vypracování diplomové práce nápomocni. Obzvlášť bych chtěl poděkovat Ing. Jiřímu Martincovi, Ph.D. za odborné vedení této diplomové práce, Ing. Václavu Bláhovi CSc. za poskytnutí materiálů a cenné rady z experimentální praxe, Ing. Jiřímu Hejčíkovi za poskytnutí přístupu k výpočetnímu zařízení a Ing. Hugo Šenovi za poskytnuté informace.

Obsah

1	Úvod.....	13
1.1	Teplototechnické parametry lehkovodních reaktorů	13
1.1.1	Reaktory typu PWR	13
1.1.2	Reaktory typu BWR.....	15
1.1.3	Rozložení neutronů v aktivní zóně.....	16
1.2	Návrhová praxe tlakovodních reaktorů	17
1.2.1	Minimální kritický tepelný poměr	19
2	Přestup tepla.....	20
2.1	Teorie podobnosti.....	21
2.1.1	Odvození podobnostních čísel z diferenciálních rovnic	21
2.1.2	Buckinghamův- π teorém.....	23
2.1.3	Nejpoužívanější kritéria podobnosti	24
2.2	Dvoufázové proudění	26
2.2.1	Charakteristické veličiny dvoufázového proudění	26
2.2.2	Režimy varu ve velkém objemu (Pool Boiling).....	28
2.2.3	Režimy proudění vody ohřivaným kanálem	29
2.3	Krize přestupu tepla a kritické tepelné toky	32
2.3.1	Krize varu prvního druhu	32
2.3.2	Krize varu druhého druhu	33
2.3.3	Problematika řešení krize přestupu tepla	34
2.3.4	Nejpoužívanější korelace	36
3	Návrh části zařízení k vizualizaci krize varu	43
3.1	Volba provozních parametrů	43
3.2	Tepelný výpočet	45
3.2.1	Bilanční rovnice	45
3.2.2	Návrh topného tělesa.....	48
3.3	Elektrotechnický výpočet zdroje proudu.....	55
3.3.1	Zdroj proudu.....	55
3.4	Hydraulický výpočet	58
3.4.1	Výpočet tlakových ztrát při jednofázovém proudění	59
4	Konstrukční návrh.....	65
4.1	Topné těleso.....	65
4.1.1	Měření teploty povrchu trubičky $\phi 9 \times 1$ a $\phi 9 \times 0,5$	65
4.1.2	Dilatace topného tělesa	65
4.1.3	Distanční mřížky	65
4.2	Skleněná trubice	65
4.2.1	Těsnění skleněné trubice	66
4.2.2	Uložení skleněné trubice.....	67
4.2.3	Přítlačný šroub	67
4.2.4	Možnost záměny skleněné trubice	67
4.3	Ustalovací úsek.....	68
4.4	Nosná konstrukce	68
5	Závěr	69
6	Použitá literatura	70
7	Seznam použitých zkratk a symbolů.....	73
8	Seznam použitých indexů	76
9	Přílohy.....	77
9.1	Volt-Ampérové charakteristiky	77

9.2	Hydraulický výpočet tlakových ztrát	81
-----	---	----

1 Úvod

Ve čtyřicátých letech dvacátého století započal vojenský vývoj tlakovodních reaktorů, který vyústil v první prototyp testovaný roku 1953 v Idaho National Laboratory. Po zvládnutí technických principů přešla výroba z vojenských laboratoří i do civilní sféry, kde započala hrát důležitou roli ekonomická stránka věci.

Snižování nákladů na výrobu se projevilo zvyšováním jednotkových výkonů, zvyšováním litrových výkonů aktivní zóny, zvyšováním tlaku, teploty chladiva, zvyšováním teplotního zatížení, vyhoření paliva a následným snižováním obohacení.

Jedním z hlavních omezujících faktorů teplotního zatížení palivových tyčí je krize přestupu tepla, kdy dojde k dramatickému snížení koeficientu přestupu tepla vedoucího k rychlému zvýšení teploty paliva a možnosti porušení integrity palivové tyče. Proto je zvládnutí problematiky vzniku krize varu jednou z hlavních parametrů vývoje tlakovodních reaktorů.

Krize přestupu tepla není otázkou pouze jaderných reaktorů, její vznik hrozí i v průmyslových výměnících, odparkách, parogenerátorech, kryogenní technice. S rozvíjející se miniaturizací roste měrný výkon tepla elektrosoučástek. Nynější procesory mají měrný tepelný výkon několikanásobně vyšší než je měrný výkon palivového elementu tlakovodního reaktoru.[1][2]

V dnešní době je publikováno velké množství prací zabývajících se jak praktickou tak i teoretickou stránkou krize přestupu tepla. Vzhledem ke složitosti tohoto děje jsou však teoretické výsledky značně omezené. Probíhající výzkum implementace matematicko-fyzikálních modelů krize přestupu tepla do softwaru CFD¹ prozatím nedává ve všech případech uspokojivé výsledky.

Aplikace empirických vztahů odvozených na experimentálním zařízení je značně problematická. Údaje uváděné různými autory se někdy značně liší. Z toho vyplývá, že použití různých existujících empirických korelací pro stanovení kritického tepelného toku v palivových člancích pracujících v určitých podmínkách je spojeno se značnou nejistotou. Proto se při stanovování kritického tepelného toku nových prvků přikračuje k plnorozměrovým experimentům konkrétní geometrie za konkrétních podmínek blízkých se pokud možno provozním podmínkám i dnes.

Tato práce se zabývá konstrukčním návrhem měřícího úseku tratě pro vizualizaci krize varu. V první části se zabývá přehledem technických parametrů tlakovodních reaktorů. Druhá část uvádí výběr jednotlivých metod řešení problematiky modelování kritických tepelných toků. Ve třetí části je uvedena volba provozních parametrů doprovázená nezbytnými výpočty a konstrukčním řešením experimentální trati.

1.1 Teplotechnické parametry lehkovodních reaktorů

1.1.1 Reaktory typu PWR

Počáteční rychlý vývoj reaktorů typu PWR se projevilo ve zvyšování jednotkového výkonu ze 100 až 200MWe u reaktorů první generace přes reaktory výkonu 500 až 800MWe po dnešní reaktory 1000 až 1600 MWe². Pozvolnější zvýšení parametrů se dalo pozorovat i u veličin majících bezprostřední vliv na hodnoty kritického tepelného

¹ Computational fluid dynamics

² v licenčním řízení jsou projekty 1700MWe

toku: teplota a tlak chladiva, tepelné zatížení paliva, zvýšení hmotové rychlosti (průtokových charakteristik) a geometrických charakteristik palivových článků (parametry mříže svazku tyčí, počet tyčí).

Teplota chladiva

Hledisko zvyšování tepelné účinnosti elektráren s reaktory typu PWR vede k nutnosti zvyšovat teplotu vyráběné syté páry, což předpokládá i zvýšení teploty chladiva. Výstupní teplota chladiva z reaktoru je dána především teplotou sytosti a hodnotou celkového součinitele horkého kanálu. Snížení nerovnoměrnosti tepelných zdrojů po poloměru aktivní zóny, umožňuje přiblížení střední teploty chladiva vystupujícího z aktivní zóny k hodnotě teploty sytosti.

Teplota vody vstupující do reaktoru je určena nutností odvést teplo generované v palivu při daném průtočném množství chladiva. Vývoj růstu teplot chladiva u reaktoru typu VVER je znázorněn v Tab. 1.

Tab. 1 Vývoj parametrů chladiva v reaktorech VVER

Veličina	VVER-210	VVER-365	VVER-440	VVER-1000	VVER-1200
Teplota vody na vstupu do reaktoru [°C]	250	250	267	291	298,6
Ohřátí v reaktoru [°C]	19	25	30	30	30,7
Teplota na výstupu z reaktoru [°C]	269	275	397	321	329,3
Teplota sytosti chladiva [°C]	311	314,6	326,3	345,8	348,4
Tlak chladiva [MPa]	10	10,5	12,25	15,7	16,2
Rok uvedení do provozu	1964	1969	1971	1980	2012 ³

Tlak chladiva

Tlak chladiva je dán kompromisem mezi dvěma aspekty. Se zvyšujícím se tlakem chladiva roste teplota sytosti chladícího media (vyšší tepelná účinnost). Na druhé straně existuje omezení tlaku dané pevností tlakové nádoby reaktoru, jejíž průměr při zvyšujících se jednotkových výkonech roste. Vývoj tlaku chladiva je zřejmý z Tab. 1. Zvyšování tlaku se od roku 1980 do dnes neuskutečnilo kvůli tepelné odolnosti materiálu pokrytí paliva.

Tepelné zatížení paliva

Tendence zvyšování jednotkových výkonů při výrobních a pevnostních omezeních tlakových nádob se projevila ve zvyšování tepelného zatížení paliva, a tedy i tepelných toků. Vývoj zvyšování středního objemového výkonu aktivní zóny a středního lineárního výkonu u tlakovodních reaktorů je uveden v Tab. 2

³ plánované spuštění Novovoronežské elektrárny II-1 31.12.2012

Tab. 2 Střední měrný objemový a lineární výkon tlakovodních reaktorů[6]

Veličina	VVER-210	VVER-365	VVER-440	VVER-1000	AP-1000 ⁴ (1200MWe)
Střední měrný objemový výkon aktivní zóny [kW/l]	46	80	83	110	109,7
střední lineární výkon [W/cm]	97	125	131	176	187

Průtokové charakteristiky

Z průtokových charakteristik je pro vznik krize přestupu tepla nejdůležitějším parametrem hmotová rychlost chladiva v palivovém článku. Její hodnota je omezena vibračními charakteristikami svazku tyčí. Zvýšení hmotové rychlosti bylo relativně mírné z 3000kg/m²s na dnešní hodnoty okolo 4200 kg/m²s.[1]

Geometrické charakteristiky

Z geometrických charakteristik palivového článku se podstatně změnila jeho výška a pak především počet tyčí ve svazku. Vývoj těchto veličin u reaktorů typu VVER je zřejmý z Tab. 3.

Tab. 3 geometrické charakteristiky paliva VVER[7]

Veličina	VVER-210	VVER-365	VVER-440	VVER-1000 ⁵	VVER-1200 ⁶
Výška aktivní zóny [m]	2,5	2,5	2,5	3,53	3,68
Počet tyčí ve svazku	90	126	126	331	331

1.1.2 Reaktory typu BWR

Vývoj reaktorů BWR byl obdobný jako reaktoru PWR. Charakteristické parametry dnešních varných reaktorů jsou uvedeny v Tab. 4

Tab. 4 Technická data BWR[9]

Jmenovitý výkon	3926/1300	MWt/MWe
Účinnost	33,1	%
Výška nádoby reaktoru/průměr	21/7,1	m
Výška aktivní zóny	3,71	m
Průměr aktivní zóny	5,164	m
Tlak chladiva v reaktoru	7,07	MPa
Teplota páry	287,8	°C
Měrný výkon aktivní zóny	50,6	kW/l
Střední měrný výkon paliva	24,7	kW/kgU
Průměrný tepelný tok	424	kW/m ²
Počet palivových proutků v souboru	92	
Počet palivových souborů v aktivní zóně	872	
Průměr palivového proutku	10.3	mm

⁴ plánované spuštění jaderné elektrárny Sanmen 1 v letech 2014-2015[5]

⁵ palivo od společnosti TVEL TVSA-T

⁶ palivo od společnosti TVEL TVS-2M

1.1.3 Rozložení neutronů v aktivní zóně

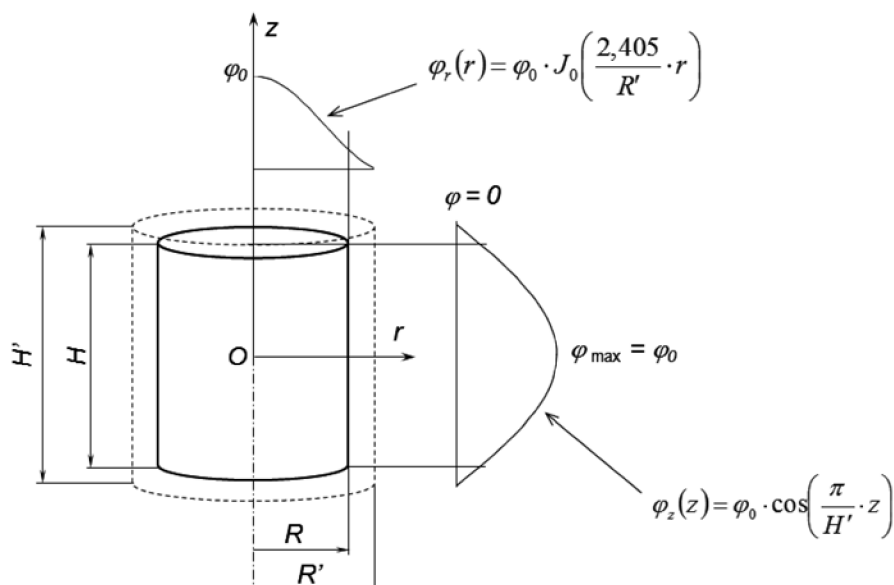
Vývin tepla v aktivní zóně je přímou funkcí neutronového toku φ podle rovnice (1). Rozložení toku neutronů aktivní zónou nám popisuje difúzní rovnice. Její formu v jednogrupovém přiblížení pro holý válcový reaktor bez reflektoru máme uvedenu v rovnici (2). Osa reaktoru je shodná s osou z a poloměr souřadnicí r . Parametry R' a H' značí extrapolované hranice, na kterých je hodnota φ nulová. Extrapolovaná hranice je ve vzdálenosti $0,71 \cdot l_t$ od reálné hranice aktivní zóny, kde l_t je střední volná dráha pro transport neutronů[3].

$$dP(\vec{r}) = E_f \Sigma_f \varphi(\vec{r}) d\vec{r} \quad (1)$$

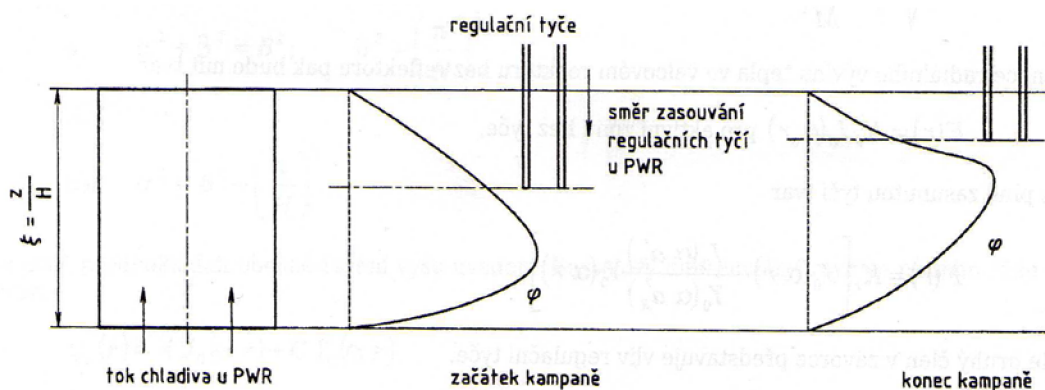
$dP(\vec{r})$	přírůstek tepelného výkonu v místě (\vec{r}) [W]
E_f	energie získaná rozštěpením jednoho jádra [J]
Σ_f	makroskopický účinný průřez pro štěpení [m^{-1}]
φ	neutronový tok [$m^{-2} s^{-1}$]

$$\varphi(r, z) = \varphi_0 J_0 \left(2,405 \cdot \frac{r}{R'} \right) \cdot \cos \left(\frac{\pi z}{H'} \right) \quad (2)$$

φ_0	maximální hustota toku neutronů v aktivní zóně (max. hodnota)
J_0	Besselova funkce nultého řádu



Obr. 1 Rozložení toku neutronů v holém reaktoru bez reflektoru[3]



Obr. 2 Schematické znázornění průběhu hustoty toku neutronů φ na začátku a konci palivové kampaně [11]

1.2 Návrhová praxe tlakovodních reaktorů

Zvyšování dosažitelné maximální hustoty výkonu v aktivní zóně lehkovodního reaktoru je omezeno následujícími faktory:

- maximální teplotou pokrytí
- maximální teplotou paliva (určenou lineárním zatížením paliva)
- maximálním tepelným tokem
- stabilitou proudění (omezení maximální hodnoty obsahu páry u varných reaktorů)
- jadernou stabilitou (xenonové oscilace)
- přesností přístrojů

V praxi se používají následující návrhová kritéria:

- Specifikace bezpečnosti vůči krizi přestupu tepla (MDNBR⁷, MCHFR⁸) ve spojení s vhodným vztahem
- Specifikace, že deformace pokrytí nepřesáhne během doby kampaně návrhovou hodnotu
- Specifikace, že teplota paliva nepřesáhne určitou hodnotu, zpravidla bod tavení
- Specifikace že se neobjeví hydrodynamické nestability (oscilace proudění v paralelních kanálech)

Tolerance pro nejistoty a nepředpokládané přechody se pak zohledňují při výpočtu součinitelů horkého kanálu. Se zlepšující se znalostí fyzikálních vlastností materiálů a zlepšením řízení regulace výkonu v aktivní zóně spojeného se zpřesněním empirických vztahů bylo dosaženo zmenšení součinitele horkého kanálu z hodnoty $K_q^9=5,17$ (elektrárna Yankee Rowe¹⁰) na $K_q=2,82$ u reaktoru elektrárny Diablo Canyon¹¹ viz Tab. 5.

⁷ minimum departure from nucleate boiling ratio

⁸ minimum critical heat flux ratio

⁹ maximální tepelný tok v horkém kanálu/střední tepelný tok v aktivní zóně

¹⁰ v provozu 1960-1992

¹¹ v provozu od 7. 5. 1985 do dnes

V prvních vsázkách reaktoru VVER-440 byla hodnota $K_q=2,4$, u reaktoru VVER-1000 byl $K_q=2,35$. [1][4]

Tab. 5 Koeficienty nevyrovnání výkonu v reaktoru Diablo Canyon [10]

Složky koeficientu horkého kanálu		Značka	Hodnota
Jaderné	Koeficient nerovnoměrnosti výkonu v souboru	K_k	1,08
	Radiální koeficient nerovnoměrnosti ve výkonu pal. souborů	K_s	1,46
	Koeficient nerovnoměrnosti výkonu pal. proutku	$K_r = K_k * K_s$	1,58
	Nerovnoměrnost výkonu po výšce aktivní zóny	K_z	1,72
	Celkový faktor horkého kanálu pro rozdělení výkonu	$K_v = K_k * K_s * K_z$	2,71
Inženýrské ¹²	Inženýrský koeficient pro entalpii	K_{eng}	1,075
	Koeficient stanovený pro tepelný tok	K_N	1,04
Celkem návrhový koeficient horkého kanálu	Koeficient nerovnoměrnosti pro entalpii	$K_i = K_k * K_s * K_{eng}$	1,7
	Koeficient nerovnoměrnosti tepelného toku	$K_q = K_k * K_s * K_z * K_N$	2,83

$$K_i = \frac{\text{změna entalpie v horkém kanále}}{\text{průměrná změna entalpie v reaktoru}} \quad (3)$$

V průběhu vývoje lehkovodních reaktorů se zlepšení regulace projevilo snížením projektových rezerv „nadvýkonu“ viz Tab. 6. Také díky těmto rezervám bylo možné zvýšení výkonu elektrárny Dukovany (VVER-440) z 440MW na 500MW¹³ [12]. Tyto znalosti společně s lepší znalostí hodnot kritických tepelných toků umožnili zvýšit střední litrové zatížení aktivní zóny u PWR z hodnoty 58kW/l (Yankee Rowe) na dnešní 110 kW/l (Temelín) a u BWR z hodnoty 29 kW/l (Dresden 1) na zhruba 55kW/l (Brows Ferry).

Tab. 6 Projektovaný rezervy výkonu lehkovodních reaktorů

Typ	elektrárna	Navrhovaný „nadvýkon“
BWR	Big Rock Point (1962)	127%
	Browns Ferry (1970)	115 až 120%
PWR	Indian Point (1962)	135%
	Diablo Canyon (1971)	112%

¹² Inženýrské složky vyjadřují vliv výrobních a technologických tolerancí na geometrii, materiály, obohacení atd. (včetně ostatních nejistot v oblasti proudění, přestupu tepla a podobně)

¹³ Dokončení modernizace 4x500MWe na sklonku května 2012

Při zvýšení hodnoty kritického tepelného toku (DNB, CHF) o 10% je možno zvýšit litrové zatížení aktivní zóny u reaktorů PWR o 5,3%, 20% zvýšení CHF odpovídá zvýšení hodnoty litrového zatížení o 9,8%. U reaktorů BWR je situace obdobná. Při zvýšení kritického tepelného toku o 10% můžeme zvýšit litrový výkon o 5,8%, 20% zvýšení přináší zvýšení hodnoty o 11,4% [13]. Zvýšení míšení chladiva v palivovém svazku nucenou turbolizací (například speciálními distančními mřížkami) může vést až k zvýšení litrového zatížení o 10 až 20%.

1.2.1 Minimální kritický tepelný poměr

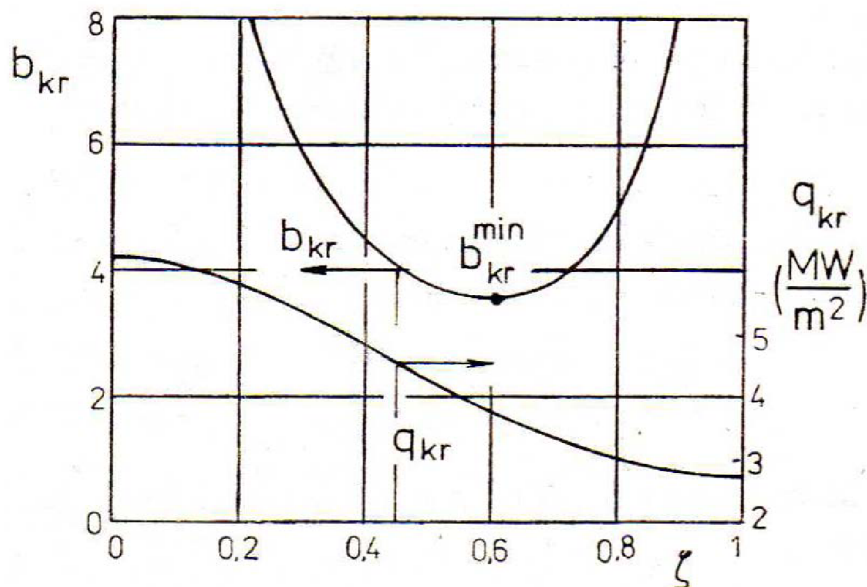
Mírou bezpečnosti reaktoru z hlediska dosažení kritického tepelného toku je veličina b_{kr} která je definovaná rovnicí (4).

$$b_{kr} = \frac{\text{místní tepelný tok určený z výpočtového vztahu}}{\text{místní tepelný tok v reaktoru}} = \frac{q_{kr}}{q} \quad (4)$$

Po výšce aktivní zóny se tepelný tok mění se souřadnicí z . Zavedeme proto bezrozměrnou axiální souřadnici ζ (5) kterou jsme vynesli do Obr. 3, kde můžeme vidět průběh b_{kr} po výšce centrálního palivového kanálu reaktoru VVER-440 se sinusovým vývinem tepla.

$$\zeta = \frac{z}{H} \quad (5)$$

Na Obr. 3 je patrné, že minimální kritický poměr nastává na souřadnici $\zeta_{kr} = 0,6$ s hodnotou $b_{kr}^{min} = 3,5$ (místní tepelný tok by musel být 3,5krát větší).



Obr. 3 Kritický tepelný poměr b_{kr} a hustota kritického tepelného toku q_{kr} v centrálním palivovém kanále VVER-400 (q_{kr} podle Bezrukova, $P=1375$ MW; $K_r=1,72$; sinusový vývin tepla, $K_z=1,5$) [1]

V návrhové praxi se dále objevuje termín výkonové rezervy reaktoru do krize varu n_{kr} (6), který respektuje vliv kritického výkonu na veličiny ovlivňující q_{kr} .

$$n_{kr} = \frac{\text{výkon, při kterém nastává v libovolném místě krize varu}}{\text{stávající výkon reaktoru}} = \frac{P_{kr}}{P} \quad (6)$$

2 Přestup tepla

Teplu uvolňované v materiálu, příkladně jaderného paliva, je odváděno teplonosnou látkou do dalších technologických celků zařízení. Pokud se jedná o jednofázové proudění, je tepelný tok úměrný rozdílu teplot povrchu T_Z a chladiva T_C , platí Newtonův zákon.

$$q = \alpha(T_Z - T_C) = \alpha\Delta T_{ZC} \quad (7)$$

Konstanta úměrnosti α je součinitelem přestupu tepla, má jednotky $[\text{Wm}^{-2} \text{K}^{-1}]$. Vyskytne-li se na teplosměnných plochách var, je definování tepelného toku na základě ΔT komplikovanější. Var je za neměnného tlaku izotermickým dějem, proto se teplota chladiva ustaluje na teplotě sytosti T_{sat} . I v této situaci je možno charakterizovat přestup tepla součinitelem α , ten však již závisí na hustotě tepelného toku q , případně na dalších parametrech palivového kanálu. Příklad velikosti součinitele α v tlakovodních a varných reaktorech je uveden v Tab. 7.

Tab. 7 Součinitel přestupu tepla v aktivní zóně reaktorů PWR a BWR[1]

Typ reaktoru	Reaktor	Výkon	Parametry chladiva				
			Rychlost $[\text{ms}^{-1}]$	Vstupní teplota $[\text{°C}]$	Výstupní teplota $[\text{°C}]$	Tlak na vstupu $[\text{MPa}]$	Součinitel přestupu tepla α $[\text{kWm}^{-2}\text{K}^{-1}]$
PWR	Yankee	150	4,7	258	278	13,9	36
	VVER-440	440	3,5	269	301	12,2	35
	TMI-2	960	4,8	290	318	15,5	28,4
	Indian Point	1000	4,8	284	316	15,4	33
	Biblis	1200	4,6	285	316	15,5	32
BWR	Oyster Creek	540	1,8	227	285	7,2	56
	Brunsbüttel	805	5,5	278	285,4	7,4	58
	Peach Bottom	1098	2,2	275	286	7,2	85

Při nominálním provozu je rozdíl teploty chladiva a pokrytí ΔT_{ZC} jen několik Kelvinů a vliv α na teploty v palivové tyči není velký. Tento stav okolností se může velmi rychle změnit v havarijních situacích vyvolaných selháním či poruchou chladicího systému reaktoru. V takových případech nastává nedostatečný odvod tepla z povrchu palivových tyčí a hrozí přehřátí aktivní zóny. V těchto situacích je správné stanovení součinitele přestupu tepla velmi důležité a může velmi značně ovlivňovat přesnost vypočtených průběhů.

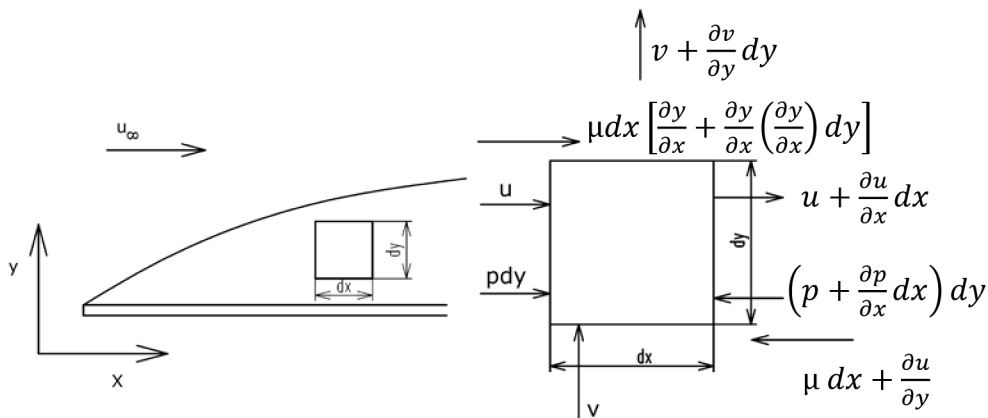
2.1 Teorie podobnosti

Součinitel přestupu tepla je složitou funkcí všech činitelů mající vliv na množství sdíleného tepla. Mezi hlavní ovlivňující parametry řadíme geometrii a rozměry palivového kanálu, fyzikální vlastnosti chladiva, charakteristiky proudění chladiva (rychlost a směr), teplotní podmínky atd. Vzhledem k tomu, že analytické matematické řešení přestupu tepla se dá provést pouze ve speciálních případech laminárního proudění, mají velký význam experimentální metody založené na teorii podobnosti.

Tato teorie umožňuje z diferenciálních rovnic průtoků a přestupů tepla stanovit kritéria podobnosti a odvodit kritériální vztahy, které platí pro všechny podobné soustavy. Platnost těchto obecných vztahů je omezena podmínkami podobnosti. Kromě geometrické a mechanické podobnosti vyžaduje tepelná podobnost také podobnost teplotních polí a tepelných proudů.

Pokud nastává rovnost podobnostních čísel na modelu i díle, můžeme prohlásit, že soustava díla odpovídá modelu a na něm probíhající dějům.

K odvození podobnostních čísel můžeme použít dvě metody, buď můžeme použít znalost diferenciálních rovnic, nebo Buckinghamova π – teorému.[1][20][19]



Obr. 4 Kontrolní objem a schematicky znázorněné hmotnostní a hybnostní toky

2.1.1 Odvození podobnostních čísel z diferenciálních rovnic

Pro odvození podobnostních čísel přestupu tepla jednofázového proudění, které se uplatňují i při proudění dvoufázovém, vycházíme ze základních diferenciálních rovnic pro dílo a model.

- a) Rovnice přestupu tepla (odvozená z rovnice energie)

$$\propto (T_w - T_\infty) = -\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right)_w \quad (8)$$

- b) Rovnice pohybové

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + X \quad (9)$$

- c) Rovnice energie

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (10)$$

Po celou dobu platí rovnice kontinuity (11)

$$\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} = 0 \quad (11)$$

Pro nestlačitelnou kapalinu se rovnice (11) redukuje na rovnici (12)

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} = 0 \quad (12)$$

Z důvodu zjednodušení odvození předpokládáme stacionární přenos tepla, zanedbáváme gravitační síly a počítáme s nestlačitelnou kapalinou ($\rho = \text{konst}$) proudící ve 2D mezní vrstvě čímž se nám redukuje gradient tlaku podle osy y na 0 a zbývá pouze x složka.

$$\frac{\partial p}{\partial y} = 0 \quad (13)$$

Zavádíme měřítka podobnosti, tyto měřítka nám říkají, kolikrát musíme násobit rozměr v modelu, abychom dostali rozměr v díle.

$$x_D = c_L \cdot x_M \quad y_D = c_L \cdot y_M \quad z_D = c_L \cdot z_M \quad L_D = c_L \cdot L_M \quad (14)$$

$$T_D = c_T \cdot T_M \quad v_D = c_w \cdot u_M \quad u_D = c_w \cdot u_M \quad p_D = \rho(c_w \cdot w_M)^2 \quad (15)$$

$$\lambda_D = c_\lambda \cdot \lambda_M \quad \alpha_D = c_\alpha \cdot \alpha_M \quad \nu_D = c_\nu \cdot \nu_M \quad a_D = c_a \cdot a_M \quad (16)$$

	Díl D	Model M
a) Rovnice přestupu tepla	$\left[\alpha (T_w - T_\infty) = -\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right) \right]_D$	$\left[\alpha (T_w - T_\infty) = -\lambda \left(\frac{dT}{dy} \right) \right]_M$
b) Rovnice pohybová	$\left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right]_D$	$\left[u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \right]_M$
c) Rovnice energie	$\left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right]_D$	$\left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right]_M$

Do rovnic pro dílo dosadíme měřítka podobnosti z rovnic (14)(15) dostáváme pro

a) Rovnice přestupu tepla

$$c_\alpha c_T [\alpha (T_w - T_\infty)]_M = \frac{c_\lambda c_T}{c_L} \left[-\lambda \frac{dT}{dy} \right]_M \quad (17)$$

b) Rovnice pohybová

$$\frac{c_w^2}{c_L} \left[u \frac{\partial u}{\partial x} \right]_M + \frac{c_w^2}{c_L} \left[v \frac{\partial u}{\partial y} \right]_M = \frac{c_\nu c_w}{c_L} \left[\nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right]_M + \frac{c_w^2}{c_L} \left[-\frac{\partial p}{\partial x} \right]_M \quad (18)$$

c) Rovnice energie

$$\left[\frac{c_w c_T}{c_L} \left[u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right]_M = \frac{c_a c_T}{c_L^2} \left[a \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right]_M \right] \quad (19)$$

Při podělení rovnice (17) rovnicí pro model dostáváme Nusseltovo kritérium, které vyjadřuje poměr mezi konvektivním přenosem tepla a přenosem tepla vedením. Je kritériem tepelné podobnosti.

$$c_{\alpha}c_T = \frac{c_{\lambda}c_T}{c_L} \Rightarrow \frac{c_{\alpha}c_L}{c_{\lambda}} = 1 \Rightarrow \frac{\alpha_D L_D}{\lambda_D} = \frac{\alpha_M L_M}{\lambda_M} \Rightarrow Nu_D = Nu_M \quad (20)$$

Při podělení rovnice (18) rovnicí pro model dostáváme Reynoldsovo kritérium, které vyjadřuje poměr setrvačných sil, k viskózním a následně kvantifikuje jejich relativní důležitost za daných podmínek proudění. Je kritériem hydrodynamické podobnosti.

$$\frac{c_w^2}{c_L} + \frac{c_w^2}{c_L} = \frac{c_v c_w}{c_L} + \frac{c_w^2}{c_L} \Rightarrow \frac{c_L c_w}{c_v} = 1 \Rightarrow \frac{L_D w_D}{\nu_D} = \frac{L_M w_M}{\nu_M} \Rightarrow Re_D = Re_M \quad (21)$$

Při podělení rovnice (19) rovnicí pro model dostáváme Pecletovo kritérium, které udává poměr mezi rychlostí advekce a rychlostí difúze. Můžeme ho nahradit součinem Reynoldsova a Prandtlova čísla, viz dále.[19]

$$\frac{c_w c_T}{c_L} = \frac{c_a c_T}{c_L^2} \Rightarrow \frac{c_w c_L}{c_a} = 1 \Rightarrow \frac{w_D L_D}{a_D} = \frac{w_M L_M}{a_M} \Rightarrow Pe_D = Pe_M \quad (22)$$

2.1.2 Buckinghamův- π teorém

Podle Buckinghamova- π teorému lze každou funkci vázající \mathbf{m} fyzikálních veličin, jejichž rozměry lze vyjádřit počtem \mathbf{n} základních rozměrů, nahradit jinou funkcí, vázající $\mathbf{m-n}$ bezrozměrných argumentů (kritérií podobnosti) vytvořených z původních proměnných.[20]

Jako příklad si můžeme uvést odvození kritérií podobnosti při přirozené konvekci. Vycházíme z 9 fyzikálních veličin:

- 1) charakteristického rozměru l [m]
- 2) dynamická viskozita μ [$\text{kg s}^{-1}\text{m}^{-1}$]
- 3) hustota ρ [kg m^{-3}]
- 4) tepelná kapacita c_p [$\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}$]
- 5) tepelná vodivost λ [$\text{J s}^{-1}\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}$]
- 6) objemová roztažnost β [K^{-1}]
- 7) gravitační zrychlení g [ms^{-2}]
- 8) teplotní rozdíl v tekutině ΔT [K]
- 9) koeficient přestupu tepla α [$\text{J s}^{-1}\text{m}^{-2}\text{K}^{-1}$]

které jsou vyjádřeny 5 základními rozměry [kg J s m K] $\Rightarrow m-n = 9-5=4$ bezrozměrné argumenty.[14]

$$(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4)=0 \quad (23)$$

Každý bezrozměrný argument bude ve tvaru

$$\pi = l^{x_1} \mu^{x_2} \rho^{x_3} c_p^{x_4} \lambda^{x_5} \beta^{x_6} g^{x_7} \Delta T^{x_8} \alpha^{x_9} \quad (24)$$

Po dosazení dimenzí

$$1 = [\text{m}]^{x_1} [\text{kg s}^{-1}\text{m}^{-1}]^{x_2} [\text{kg m}^{-3}]^{x_3} [\text{J kg}^{-1}\text{K}^{-1}]^{x_4} [\text{J s}^{-1}\text{m}^{-1}\text{K}^{-1}]^{x_5} \quad (25)$$

$$[K^{-1}]^{x6} [m s^{-2}]^{x7} [K]^{x8} [J s^{-1} m^{-2} K^{-1}]^{x9}$$

Po úpravě

$$kg^0 J^0 s^0 m^0 K^0 = [kg]^{x2+x3-x4} [J]^{x4+x5+x9} [s]^{-x2-x5-2x7-x9} [m]^{x1-x2-3x3-x5+x7-2x9} [K]^{-x4-x5-x6+x8-x9} \quad (26)$$

Dosadíme do matice

$$\begin{array}{c|cccccccc} & x^1 & x^2 & x^3 & x^4 & x^5 & x^6 & x^7 & x^8 & x^9 \\ \hline kg & 0 & 1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ J & 0 & 0 & 0 & 1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ s & 0 & -1 & 0 & 0 & -1 & 0 & -2 & 0 & -1 \\ m & 1 & -1 & -3 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & -2 \\ K & 0 & 0 & 0 & -1 & -1 & -1 & 0 & +1 & -1 \end{array} \quad (27)$$

Dostali jsme soustavu 5 lineárních rovnic o 9 neznámých. Řešíme vhodným zvolením hodnot 4 neznámých vždy tak, aby některá veličina vypadla. Zvolili jsme si jako vztažné proměnné L μ λ g a β . Výsledky jsou shrnuty v Tab. 8, tučně jsou zvýrazněny volené hodnoty.

Tab. 8 Matice řešení soustavy rovnic

	l^{x1}	μ^{x2}	ρ^{x3}	c_p^{x4}	λ^{x5}	β^{x6}	g^{x7}	ΔT^{x8}	α^{x9}
π_1	0	1	0	1	-1	0	0	0	0
π_2	3	-2	2	0	0	0	1	0	0
π_3	0	0	0	0	0	1	0	1	0
π_4	1	0	0	0	1	0	0	0	1

První bezrozměrné kritérium se nazývá Prandtlovo, vyjadřuje fyzikální vlastnosti tekutiny. Je to poměr molekulárního a turbulentního přenosu tepla.

$$\pi_1 = \frac{\mu(c_p)}{\lambda} = \frac{\nu}{\alpha} = Pr \quad (28)$$

Vynásobením bezrozměrného kritéria π_2 kritériem π_3 dostáváme Grasshoffovo číslo charakterizující vliv tíže.

$$\pi_2 = \frac{l^3 g \rho^2}{\mu^2} \quad (29)$$

$$\pi_3 = \beta \Delta T \quad (30)$$

$$\pi_2 \pi_3 = \frac{\beta l^3 g \rho^2}{\mu^2} \Delta T \Rightarrow \frac{\beta l^3 g}{\nu^2} \Delta T = Gr \quad (31)$$

Jako poslední bezrozměrné kritérium nám vyšlo dříve odvozené Nusseltovo číslo.

$$\pi_4 = \frac{\alpha l}{\lambda} = Nu \quad (32)$$

2.1.3 Nejpoužívanější kritéria podobnosti

Ve dvoufázovém proudění se mohou uplatňovat krom už uvedených podobnostních kritérií i další čísla podobnosti v závislosti na charakteristice sledovaného děje.

Fourierovo číslo

Při nestacionárním ději vedení tepla zahrnujeme Fourierovo číslo (33). Toto číslo nám udává poměr mezi vedením tepla v tělese a teplem naakumulovaným.[20]

$$Fo = \frac{a\tau}{l^2} \quad (33)$$

Weberovo číslo

Je nejpoužívanější při analýze dvoufázového proudění. Udává vztah mezi silou povrchové napjatosti a silou gravitační nebo silou setrvačnosti.[1]

$$We = \frac{\rho w^2 l}{\sigma} \quad (34)$$

Froudeho číslo

Charakterizuje pohyb objektu v prostředí s vyšší hustotou v gravitačním poli.[14]

$$Fr = \frac{w^2}{gl} \quad (35)$$

Rayleighovo číslo

Používá se při popisu přirozené konvekce. Při nízkých hodnotách Ra je přenos tepla realizován především vedením, při překročení kritické hodnoty Ra je dominantní konvektivní přenos tepla.[20]

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{\beta l^3 g}{\nu^2 \alpha} \Delta T \quad (36)$$

Jakobovo číslo

Definuje poměr mezi energií absorbovanou kapalinou (párou) a výparným teplem kapaliny (páry) při kondenzaci (varu). V mnoha technických aplikacích je rozdíl citelného tepla mnohem menší než výparné teplo, proto Jakobovo číslo nabývá malých hodnot.[14]

$$Ja = \frac{c_p \Delta T}{r} \quad (37)$$

Bondovo číslo

Je analogií na Grashofovo číslo, může být použito k popisu tvaru bublinek pohybujících se prostředím kapaliny. Definuje vliv vztakových sil a povrchového napětí.[14]

$$Bo = \frac{g(\rho_l - \rho_v)l^3}{\sigma^2} \quad (38)$$

2.2 Dvoufázové proudění

Při zvyšování tepelného toku se setkáváme se změnou fáze teplotnosného média. V tlakovodních reaktorech v nominálním provozním režimu by nemělo docházet k varu. Mohou se však vyskytnout přechodové jevy a nestandardní provozní režimy provázené varem vody [1].

Var můžeme rozdělovat podle:

- 1) Teploty chladiva
 - a. Povrchový var (místní, nedohřátý), můžeme ho pozorovat, je-li teplota chladiva T_C nižší než teplota sytosti T_{sat} a teplota teplosměnného povrchu T_Z je větší než T_{sat} .
 - b. Objemový var (nasycený, čistý var) probíhá v celém objemu chladiva, dosáhne-li teplota chladiva T_C teploty sytosti T_{sat} .
- 2) Intenzity varu
 - a. Bublínkový var charakterizovaný malou hustotou tepelného toku z povrchu do chladiva a malým rozdílem teploty stěny T_Z a teploty sytosti T_{sat} .
 - b. Blánový var, nastávající při velké hustotě tepelného toku.
- 3) Podle cirkulace chladiva
 - a. Přirozená konvekce ve velkém objemu
 - b. Přirozená konvekce v uzavřeném objemu
 - c. Nucená konvekce

2.2.1 Charakteristické veličiny dvoufázového proudění

Dvoufázové proudění je specifické možným rozdílem rychlostí fází proudu, proto se zavádí následující veličiny popisující tento děj.[21]

Podíl páry φ (void fraction)

$$\varphi = \frac{f_p}{f_p + f_k} = \frac{f_p}{f} \quad (39)$$

- f_p - část průřezu kanálu zaplněná parní fází
 f_k - část průřezu kanálu zaplněná kapalnou fází
 f - celkový průřez kanálu

Místní střední hustota $\bar{\rho}_m$ parovodní směsi

$$\bar{\rho}_m = \varphi \rho_p + (1 - \varphi) \rho_k \quad (40)$$

- ρ_p - měrná hmota parní fáze
 ρ_k - měrná hmota kapalně fáze

Průtočný objemový obsah páry β (vapor volumetric flow)

$$\beta = \frac{vG_p}{vG_p + cG_k} = \frac{vG_p}{vG} \quad (41)$$

- vG_p - objemové průtočné množství parní fáze

- vG_k - objemové průtočné množství kapalné fáze
 vG - celkové objemové průtočné množství chladiva

Proudový faktor C (flow factor)

$$C = \frac{\varphi}{\beta} = \frac{\varphi w_p + (1 - \varphi) w_k}{w_p} = \varphi + \frac{1 - \varphi}{S} \quad (42)$$

- $w_p = \frac{vG_p}{f_p}$ - rychlost parní fáze
 $w_k = \frac{vG_k}{f_k}$ - rychlost kapalné fáze
 S - skluzový poměr

Skluzový poměr S (slip ratio)

$$S = \frac{w_p}{w_k} = \frac{X}{1 - X} \cdot \frac{1 - \varphi}{\varphi} \cdot \frac{\rho_k}{\rho_p} \quad (43)$$

Průtočný hmotový obsah páry X (flow quality)

$$X = \frac{(\rho w)_p f_p}{(\rho w)_p f_p + (\rho w)_k f_k} = \frac{G_p}{G} = \frac{i - i'}{r} \quad (44)$$

- $(\rho w)_p$ - hmotová rychlost parní fáze
 $(\rho w)_k$ - hmotová rychlost kapalné fáze
 G_p - hmotové průtočné množství páry
 G_k - hmotové průtočné množství vody
 $G = G_p + G_k$ - celkové hmotové průtočné množství parovodní směsi
 i - entalpie parovodní směsi
 i' - entalpie vody na mezi sytosti
 r - výparné teplo

Rovnost průtočného hmotového obsahu páry x a měrného obsahu páry x (suchost) platí pouze tehdy, je-li skluzový poměr proudící parovodní směsi $S=1$. Pokud $S \neq 1$ není používání pojmu suchosti páry přesné.

Střední hustota $\bar{\rho}$ parovodní směsi

$$\bar{\rho} = x \rho_p + (1 - x) \rho_k \quad (45)$$

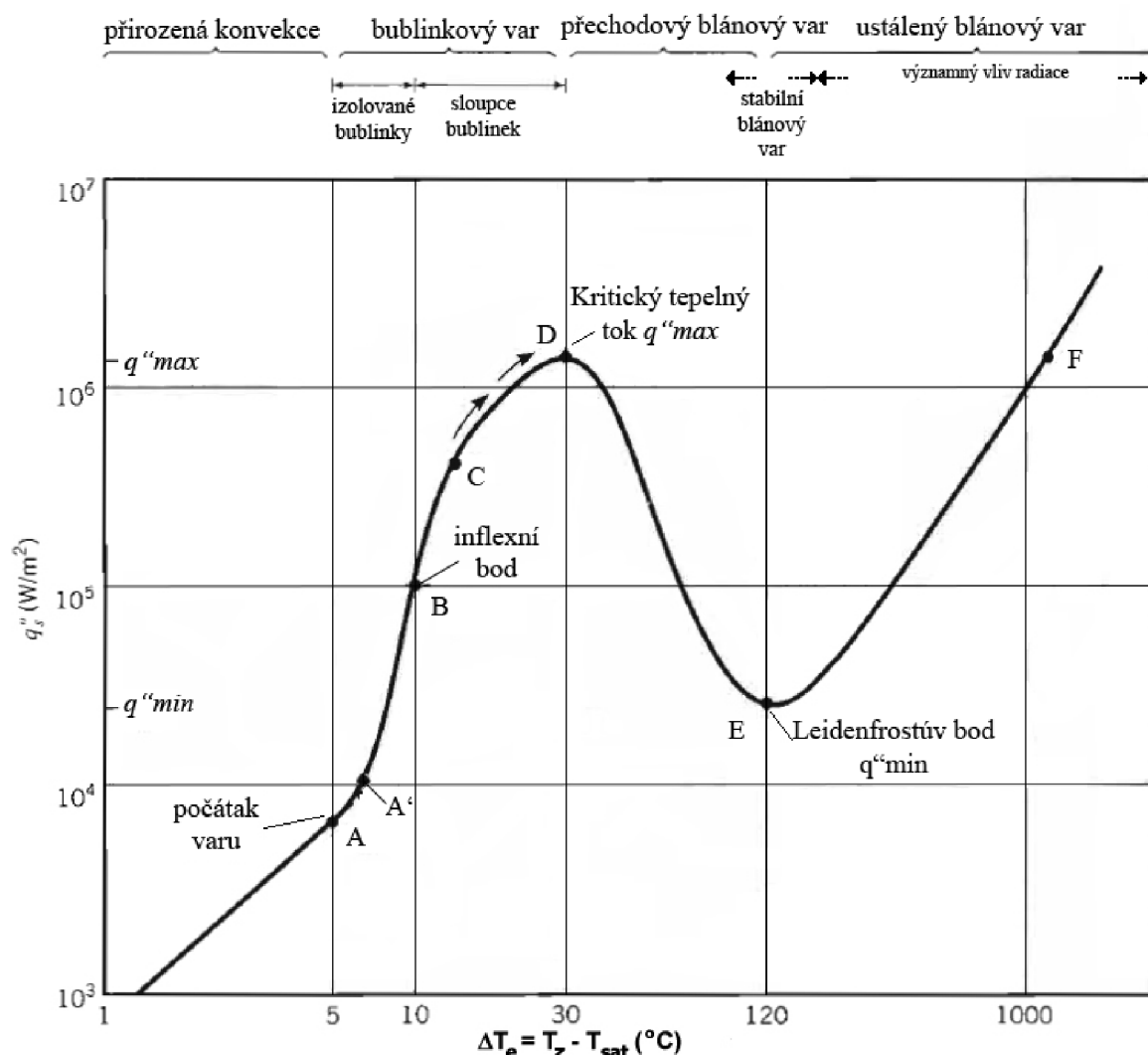
Hydraulický průměr pro mezikružít

$$D_h = \frac{4 \cdot \text{průtočná plocha}}{\text{omočený obvod}} = \frac{4\pi \frac{(D^2 - d^2)}{4}}{\pi \cdot (D + d)} = D - d \quad (46)$$

Ekvivalentní tepelný průměr

$$D_e = \frac{4 \cdot \text{průtočná plocha}}{\text{ohříváný obvod}} = \frac{4\pi \frac{(D^2 - d^2)}{4}}{\pi \cdot d} = \frac{D^2 - d^2}{d} \quad (47)$$

2.2.2 Režimy varu ve velkém objemu (Pool Boiling)



Obr. 5 Křivka varu pro vodu za atmosférického tlaku ve velkém objemu [14]

Na Obr. 5 je znázorněna závislost přestupu tepla na hustotě tepelného toku, jmenovitě pro vodu za atmosférického tlaku ve velkém objemu. Podobné křivky varu dostáváme i při zkoumání chování jiných tekutin.

Pro každý režim varu musíme použít jiný výpočetní vztah koeficientu α vzhledem k nelineární závislosti hustoty tepelného toku q na ΔT_e . [14]

Přirozená konvekce (Free Convection)

Je-li hodnota tepelného toku q malá ($\Delta T_e < 5^\circ\text{C}$), nedochází k varu a jedná se o přestup tepla v podmínkách jednofázového proudění. Závislost q (ΔT_{zc}) plně vyjadřuje Newtonův zákon (7). [1][14]

Bublínkový var (Nucleate boiling)

V oblasti A-A' se začíná uplatňovat bublínkový var, intenzita varu je malá a přirozená konvekce zůstává hlavní příčinou cirkulace chladiva.

Bublínkový var se vyskytuje v rozmezí $\Delta T_{e,A} \leq \Delta T_e \leq \Delta T_{e,D}$, kde $\Delta T_{e,D} \approx 30^\circ\text{C}$. V tomto rozsahu se vyskytují dva odlišné režimy proudění. V oblasti A-B to jsou jednotlivé bublinky mísící kapalinu blízko vytápěného povrchu. Většina přenosu tepla je prostřednictvím přímého kontaktu kapaliny s vytápěným povrchem, a nikoliv přes parní bublinky stoupající z povrchu. Při zvyšování ΔT_e nad hodnotu $\Delta T_{e,B}$ se začíná

zapojovat více nukleačních jader a zvýšená tvorba parních bublinek zapříčiňuje slučování parních objemů do sloupců bublin přecházejících do parních dutin. Bod C znázorňuje maximum koeficientu přestupu tepla α . V tomto bodě začíná klesat α se zvyšujícím se ΔT_e . Tento jev je zapříčiněn prudkým prouděním parních bublinek od vytápěného povrchu, které ztěžuje přístup chladicí kapaliny. Koeficient α se dále snižuje s rostoucím ΔT_e až k bodu D, ve kterém rychlost parních bublinek dosahuje maxima, při kterém se chladivo stačí dostat zpětným proudem k povrchu. Jakékoliv další zvýšení teploty ΔT_e vede k tvorbě parní blány izolující povrch od chladiva, zde dochází ke krizi varu prvního druhu. Kritický tepelný tok pro vodu za atmosférického tlaku přesahuje 1MW/m^2 . V případě překročení $q_{s,D}$ se teplotní rozdíl $\Delta T_{e,D}$ velmi rychle ustavuje na $\Delta T_{e,F}$, teplota $T_{e,F}$ může být vyšší než teplota tavení materiálu, což může způsobit nemalé materiální škody. Proto je pro nás znalost kritického tepelného toku velmi důležitá. [1][14]

Přechodový blánový var (Transition boiling)

Označovaný též jako smíšený nebo nestabilní blánový var, se vyskytuje v oblasti $\Delta T_{e,D} \leq \Delta T_e \leq \Delta T_{e,E}$, kde $\Delta T_{e,E} \approx 120^\circ\text{C}$. Bublinky se tvoří tak rychle, že na teplosměnném povrchu se utváří parní blána, která není stabilní. Jakýkoliv bod na teplosměnné ploše může oscilovat mezi blánovým a bublinkovým varem.[14]

Ustálený blánový var (Film boiling)

Blánový var náleží do intervalu $\Delta T_{e,E} \leq \Delta T_e$. V bodě E se nachází tzv. Leidenfrostův bod, kde je minimální možný tepelný tok $q''_{s,D} = q''_{\min}$ při úplném pokrytí povrchu parní blánou. Přenos tepla z teplosměnného povrchu do kapaliny se realizuje převážně vedením a zářením přes parní film.[14]

2.2.3 Režimy proudění vody ohříváním kanálem

Základní charakteristické oblasti hydrodynamiky a přenosu tepla ve dvoufázovém proudu chladiva proudícího vertikálním vytápěným kanálem jsou schematicky zobrazeny na Obr. 6.

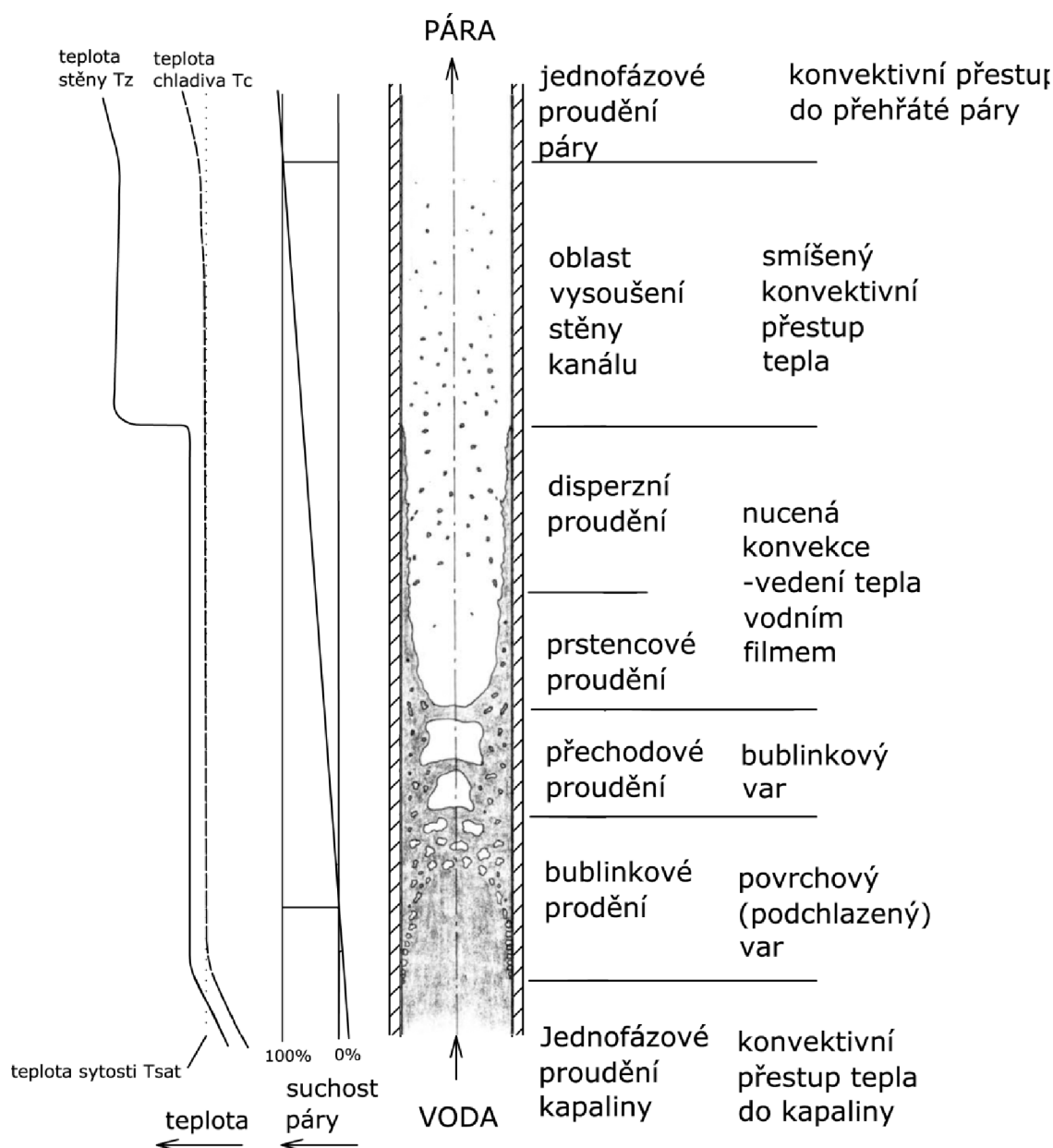
Oblast jednofázového proudění chladiva v kanále

Nepřevyšuje-li teplota stěny kanálu teplotu sytosti proudící kapaliny o teplotní rozdíl nutný pro její var v blízkosti stěny je teplo z povrchu odváděno konvekcí. V celém průřezu kanálu je proudění jednofázové.

Oblast bublinového proudění

Nevyvinutý podchlazený var

Když teplota stěny převyšuje teplotu sytosti proudícího chladiva tak, že přehřátí vrstvy kapaliny u stěny je dostatečné, začínají se v této vrstvě tvořit parní bublinky. Část tepla, které je ze stěny předáváno chladivu, se využije na zvýšení teploty kapalně fáze, druhá část na tvorbu bublin. Na počátku oblasti je podchlazení kapaliny větší a některé bublinky zanikají následkem styku s chladnější kapalinou již u stěny, v podstatě nedochází k odtrhávání bublin od stěny.



Obr. 6 Režimy dvoufázového proudění vody ohřivaným kanálem[1][17]

Podchlazený var (subcooled boiling)

Při dalším průchodu chladiva kanálem se dále zvyšuje entalpie kapalné fáze a to jednak konvekcí z ohřivaného povrchu, jednak kondenzačním teplem zanikajících bublin. S rostoucí entalpií kapalné fáze se snižuje intenzita kondenzace parních bublin. Rychlost tvorby bublin závisí na rozdílu tlaku v bublině a lokálním tlakem okolní kapaliny. Jestliže teplo přiváděné bublině je větší než-li teplo bublině odvedené kondenzací, bublina roste. Při její určité velikosti jsou vztahové síly dostatečné pro odtržení bubliny od povrchu a ta se dostává do chladnějšího kapalného jádra. Tento režim proudění se nazývá podchlazený var.

Bublínkový var (nucleate boiling)

V případě, že teplota kapalné fáze dosáhne teploty sytosti T_{sat} , parní bubliny již nekondenzují, ale dochází k jejich spojování do větších parních objemů. Tato oblast se nazývá režim bublínkového proudění (nucleate boiling)

Přechodové proudění (slug flow region)

Při dalším ohřevu v trubce počet i velikost bublin roste, dochází k jejich intenzivnímu spojování, čímž vznikají velké dutiny v jádru proudu. Jejich charakteristický tvar je vlivem Bernoulliho efektu paraboloidní s vrcholem ve směru proudění. Kapalná fáze mezi bublinami může nebo nemusí obsahovat parní bubliny malého průměru. Přechodový režim proudění se také v literatuře označuje jako dutinový, vzhledem k přechodu mezi kontinuálním prouděním kapalné fáze (bubliny v kapalině) a kontinuálním prouděním parní fáze (kapky v páře) doprovázené tvorbou velkých bublin (dutin) v kapalině.

Při dalším průchodu chladiva kanálem se parní bubliny stávají nestabilní a dochází stále častěji k jejich rozrušování. Dochází k nestabilitě, silným oscilacím a zvíření proudu. Tento režim se nazývá oblastí vířivého proudění (churn flow region)

Přechodové proudění se nemusí vyvinout v případě velmi krátkých kanálů nebo při velmi vysokých tepelných tocích.

Prstencové proudění (annular flow)

Nestabilní parní dutiny se nakonec shluknou do tvaru spojitého parního jádra proudu, zatímco kapalina vytvoří film na ohřívaném povrchu. Centrální parní jádro se pohybuje větší rychlostí než kapalný film a může nebo nemusí obsahovat rozptýlené kapky syté kapaliny. Tloušťku kapalné vrstvy u stěny ovlivňují následující faktory:

- 1) Usazování rozptýlených kapek z parního jádra na rozhraní kapalné a parní fáze vede ke zvětšení tloušťky kapalné vrstvy.
- 2) Tvorba parních bublin na ohřívaném povrchu a jejich přechod přes vrstvu syté kapaliny přímo do parního jádra vede ke zmenšení tloušťky filmu.
- 3) Odtrhávání kapek z vrcholů povrchových vln, které tvoří rozhraní kapalné a parní fáze vede ke zmenšení tloušťky filmu.

Z hlediska přestupu tepla se jedná o konvektivní přestup tepla přes vrstvu kapaliny.

Oblast disperzního proudění (liquid dispersed region)

S rostoucím parním podílem v proudu dochází ke zmenšování intensity usazování a tvorby kapek, na druhé straně dochází ke zvětšování a tvorbě parních bublin. Kapalný film u stěny je již velmi tenký, takže většina kapalné fáze existuje ve formě rozptýlených kapek.

Oblast vysoušení stěny kanálu (fog flow)

Po úplném odpaření kapalného filmu je existence kapalné fáze omezena na malé kapičky rozptýlené v parním proudu. Kapičky, které narážejí na ohřívanou stěnu, jsou okamžitě odpařeny. Ohřívaný povrch již není smáčen ohřívanou kapalinou.

Oblast jednofázového proudění páry

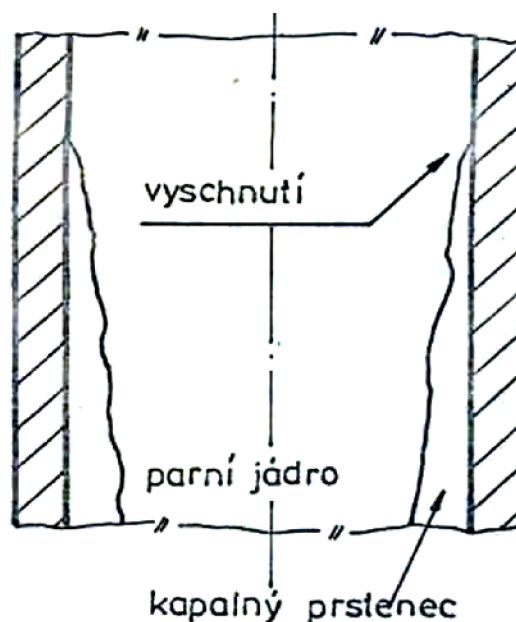
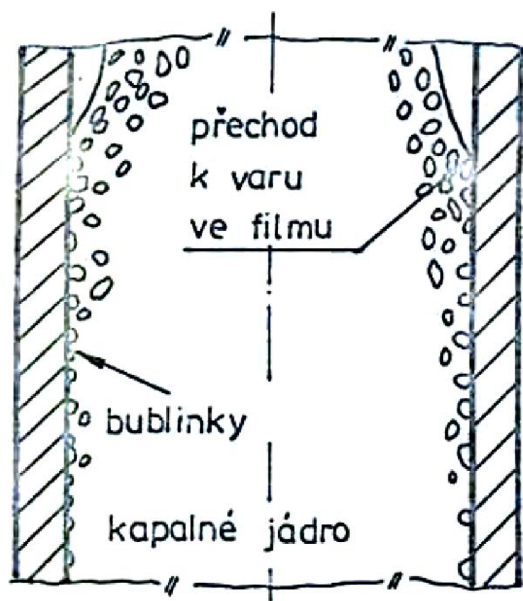
Veškerá kapalná fáze, je odpařena. Parní fáze zaujímá veškerý průtočný průřez. Jedná se o konvektivní přestup tepla do přehřáté páry.[1][15][16][17]

2.3 Krize přestupu tepla a kritické tepelné toky

Krize přestupu tepla v dvoufázovém proudu je způsobena změnou mechanismu varu a projevuje se náhlým zvýšením teploty povrchu, kterým se přivádí teplo. Tato změna mechanismu varu je dána:

1. Přechodem z bublinkového do blánového varu (v oblasti podchlazeného varu).
2. Proudovými nestabilitami, kdy místní proudové oscilace způsobují rychlostní a tlakové změny, které mohou být příčinou dočasného snížení místního tlaku a zvýšení místního přehřátí kapaliny.

V principu je krize přestupu tepla dána Leidenfrostovým jevem, kdy při určité teplotě stěny přestává přímý dotyk kapaliny s povrchem a její vypařování probíhá přes parní blánu, čímž se podstatně omezí přestup tepla a zmenší přestup tepla vedoucí k prudkému zvýšení teploty stěny.



Obr. 7 Vznik krize varu prvního druhu[18] Obr. 8 Vznik krize varu druhého druhu[18]

2.3.1 Krize varu prvního druhu

Krize varu prvního druhu se vyskytuje v oblasti proudění podchlazené kapaliny a malých hmotnostních podílech páry. V literatuře bývá označovaná pojmem DNB (Departure from Nucleate Boiling), nebo burn-out. Vzniká při relativně vysokých tepelných tocích způsobujících intenzivní odpařování a shromažďování bublin na ohřivaném povrchu. Důsledkem je omezení přístupu kapaliny ke stěně a zhoršení přenosu tepla. Tato krize projevující se při poměrně vysokých průtočných množstvích je provázána termodynamickou nerovnováhou mezi tekutinou v blízkosti stěny a v jádře

proudu. Hodnota kritického tepelného toku závisí více na parametrech tekutiny v blízkosti stěny, než na celkovém podchlazení jádra proudu. Pro tuto krizi přestupu tepla je charakteristický rychlý růst teploty povrchu na vysoké hodnoty, které jsou nebezpečné pro zařízení z hlediska porušení vyhřívané stěny.

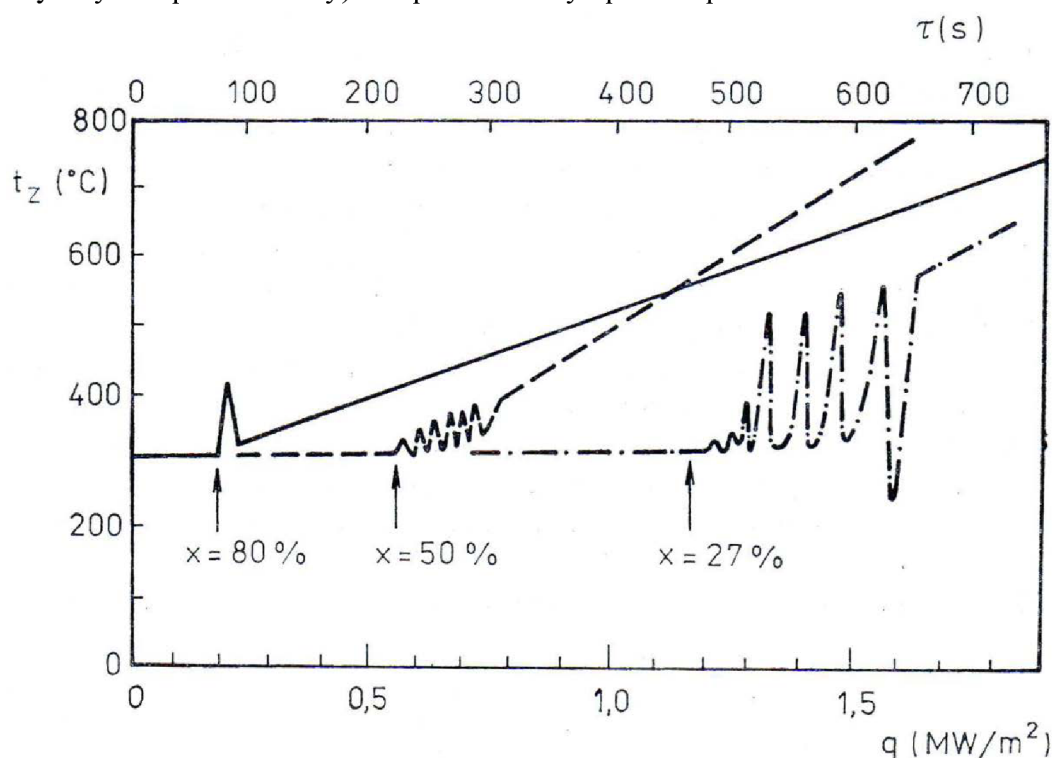
2.3.2 Krize varu druhého druhu

Krize varu druhého druhu se vyskytuje pouze v oblasti velkého průtočného hmotového obsahu páry. V literatuře bývá označován pojmem dry-out.

Tento typ krize přestupu tepla se objevuje při nižších tepelných tocích. Celkové průtočné množství může být malé, ale rychlost parní fáze v důsledku velkého podílu páry je velká. Typ proudění je obvykle disperzní nebo prstencové.

V tomto případě pokrývá vrstva kapaliny povrch, kterým se přivádí teplo a působí jako chladící médium. Při nadměrném odpařování v důsledku varu se tato vrstva rozruší (vyschne) a přítomnost parní fáze na povrchu může způsobit krizi přestupu tepla, tento děj se koná v oblasti přechodu disperzně prstencového proudění v disperzní.

Hodnota kritického tepelného toku v oblasti velkého průtočného hmotového obsahu páry silně závisí na parametrech daného typu proudění, jako střední podíl páry, skluzový poměr, rychlost parní fáze, tloušťka vrstvy kapaliny u stěny atd. Vliv povrchu je relativně malý. Když nastane krize přestupu tepla, teplota povrchu začne růst. Vlivem relativně vysokého součinitele přestupu tepla α , zapříčiněného rychle se pohybujícím parním jádrem, není růst teploty povrchu tak rychlý, jako u krize varu přestupu tepla prvního druhu. Je dokonce možné dosáhnout ustálených podmínek (při mírně zvýšených teplotách stěny) bez poškození vytápěného povrchu.



Obr. 9 Charakter průběhu projevu krize přestupu tepla při různých hodnotách průtočného hmotového obsahu páry.

2.3.3 Problematika řešení krize přestupu tepla

Cílem experimentálního i teoretického úsilí je vyvinout výpočetní metody schopné s přijatelnou přesností stanovit hodnoty kritických tepelných toků pro složitou geometrii palivových svazků a pro podmínky, které se vyskytují v aktivní zóně reaktoru. V případě jaderného reaktoru vstupuje do výpočtu velké množství ovlivňujících parametrů: nerovnoměrnost rozložení tepelných zdrojů po výšce i poloměru svazku tyčí, případná zpětná vazba mezi hustotou dvoufázového proudu a výkonovými charakteristikami svazku, vliv různého způsobu distancování palivových tyčí, charakteristiky svazku i primárního okruhu vzhledem k možnému výskytu nestabilit, atd.

Metody teoretického řešení můžeme rozdělit do dvou skupin:

- 1) Řešení dílčích jevů krize přestupu tepla, které si kladou za cíl osvětlit podrobně některé aspekty jevu, jako jsou například podmínky vzniku bublin na topném povrchu, proces růstu a odtrhávání bublin na topném povrchu, proces růstu a odtrhávání bublin od stěny, vliv zemské tíže, drsnosti povrchu, smáčivosti povrchu atd. V nynější době se experimentální praxe těchto pokusů realizuje převážně na vytápěných mikro kanálech snímaných vysokorychlostními kamerami případně PIV¹⁴ technologií.
- 2) Fenomenologický přístup, kdy se k jevu krize přestupu tepla přistupuje jako k celku. Tento přístup vede ke korelačním vztahům krize varu používaných v tlakovodních reaktorech. Tento přístup vyžaduje stavbu experimentálních zařízení co možná nejvěrněji reflektujících pracovní podmínky v aktivní zóně. Tomuto přístupu se budeme věnovat podrobněji.

Metoda empirických vztahů

Tato metoda je spíše empirickým přístupem než teoretickým řešením problematiky. Ve své nejjednodušší formě se redukuje na volbu a používání některého korelačního vztahu, který byl odvozen za podmínek experimentu, blízkých se podmínkám na konkrétním díle a jehož použití je ověřeno návrhovou praxí některého z výrobců reaktorů. Jedná se v tomto případě o intuitivní přístup. Většinou je tento postup spojován se vzájemným srovnáváním výsledků podle různých korelačních vztahů pro určitou oblast parametrů.

Nejistota této metody je značná, proto se uplatňovala pouze jako počáteční přístup k řešení celkové problematiky krize varu.

Příkladem této metody může být korelace podle Alexejeva (48)

$$q_{KR} = 5,14 \cdot 10^{-3} \cdot r \cdot \rho' \cdot \frac{w}{0,25 + w} \quad (48)$$

obor platnosti:	tlak p	3,9 až 19,6 MPa
	rychlost w	2 až 7 m/s
	vnitřní průměr D ₁	0,012m
	vnější průměr D ₂	0,015m
	ohřívaná délka L	0,2 m

¹⁴ Particle Image Velocimetry

Metoda rozměrové analýzy

Tato metoda je založena na klasické metodě rozměrové analýzy. Její přednosti nejsou v možnostech odvození vlastního tvaru korelačního vztahu, ale především v rozboru podmínek modelování, stanovení správné koncepce experimentů a možnosti zobecnění jejich výsledků.

Problematiku modelování krize přestupu tepla lze nejlépe demonstrovat na případě kruhové trubky (jednoduchá geometrie) s rovnoměrným rozložením teplotních zdrojů po délce kanálu. Z čistě fyzikálních úvah lze předpokládat, že kritický tepelný tok závisí na:

parametrech systému:

q	tepelném toku	$\text{J m}^{-2} \text{s}^{-1}$
w	hmotové rychlosti	$\text{kg m}^{-2} \text{s}^{-1}$
D	průměru trubky	m
L	délce trubky	m
Δi	vstupním podchlazení	J kg^{-1}
p	tlaku	N m^{-2}

teplo fyzikálních parametrech
chladiwa:

ρ_k	hustotě kapaliny	kg m^{-3}
ρ_p	hustotě páry	kg m^{-3}
r	výparném teple	J kg^{-1}
c_{pk}	měrném teple kapaliny	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
c_{pp}	měrném teple páry	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
λ_k	tepelné vodivosti kapaliny	$\text{J m}^{-1} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1}$
λ_p	tepelné vodivosti páry	$\text{J m}^{-1} \text{K}^{-1} \text{s}^{-1}$
ν_k	kinetické viskozitě kapaliny	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ν_p	kinetické viskozitě páry	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
σ	povrchovému napětí	N m^{-1}
γ		N m^2
β	$= \frac{d(\rho_k)}{dp}$	$\text{K N}^{-1} \text{m}^2$
	$= d(t_{sat})/dp$	

Za použití π -teorému nám vznikne 17-4=13 bezrozměrných veličin. Tento počet je pro experimentální praxi příliš velký, proto parametry, které nemají zřejmý vliv, nebo hodnoty pro parní i kapalnou fázi nabývající podobných hodnot je možno vyloučit.

Tyto zákonitosti se uplatňují při modelování krize varu na jiném chladiwu, než-li je na díle. Převážně se k těmto účelům používá freon (například R134a [23]). Jako příklad kritériální redukované rovnice si můžeme uvést BARNETTEM [24] uváděnou variantu.

$$\frac{q_{kr} \gamma^{\frac{1}{2}}}{r \rho_k^{\frac{1}{2}}} = f\left(\frac{L}{D}; \frac{D r \gamma^{\frac{1}{2}} \rho_k^{\frac{1}{2}}}{\lambda_k \beta}; \frac{w \gamma^{\frac{1}{2}}}{\rho_k^{\frac{1}{2}}}; \frac{\Delta i}{r}; \frac{\rho_k}{\rho_p}\right) \quad (49)$$

Metoda podobnosti

Metoda podobnosti vychází jednak z rozměrové analýzy, jednak z formulace fyzikálního modelu jevu. Rovnice matematické formulace fyzikálního model lze převést do bezrozměrného tvaru a tím upřesnit nebo zdůvodnit vyjádření jednotlivých bezrozměrných kritérii, které byly získány rozměrovou analýzou.

Jako příklad dané metody řešení si můžeme uvést obecnou závislost bezrozměrných parametrů, kterou odvodil Griffith[25]

$$\frac{q_{kr}}{r w_{vst}} = f\left(\frac{\rho_k}{\rho_p}; \frac{L}{D}; \frac{w_{vst} D \rho_p}{\mu_k}; \frac{\lambda_k (T' - T_{vst})}{r \rho_p D w_{vst}}; \frac{c_{pk} \mu_k}{\lambda_k}; \frac{\sigma}{\rho_p w_{vst}^2 D}; \delta\right) \quad (50)$$

w_{vst}	rychlost chladiva na vstupu do kanálu
μ_k	dynamická viskozita syté kapaliny
ρ_p, ρ_k	hustota páry a vody na mezi sytosti
c_{pk}	měrné teplo syté kapaliny
λ_k	tepelná vodivost
δ	stykový úhel bubliny mezi kapalnou fází a pevným povrchem.

Řešení na základě fyzikálních modelů

Jedná se o matematické řešení fyzikálního modelu, který je popsán systémem základních rovnic. Díky dnešní výpočetní technice jsme schopni řešit diferenciální rovnice, jejichž analytické řešení neznáme, numericky. Popis fyzikálního děje ve formě diferenciálních rovnic prochází diskretizací a řešením. Na celém světě probíhá řada experimentů zabývajících se validací těchto kódů. Příkladně pokusy DEBORA v CEA Grenoble [27] a pokusy TOPFLOW ve Forschungszentrum Rossendorf e.V. u Drážďan [26].

2.3.4 Nejpoužívanější korelace

Přes velké množství experimentálních údajů a velké úsilí o vyvinutí vhodného modelu, který by uspokojivě popisoval podmínky vedoucí ke krizi varu prvního druhu, jsou dále uváděné vztahy reprezentací experimentálních údajů a mají empirický charakter. Přesnost stanovení kritického tepelného toku závisí na vlastnostech měřících tratě, přesnosti měřících přístrojů, podobnosti proudění a rozložení teplotních zdrojů. Veškeré nestability proudění, mohou výrazným způsobem ovlivňovat dosažený kritický tepelný tok.

Pokud experimentálně získané údaje z kruhového kanálu s vytápěnou centrální tyčí s uniformním rozložením tepelných zdrojů srovnáme s hodnotami naměřenými na svazku obtékaných palivových tyčí, neměli bychom dojit k větší střední kvadratické chybě než 6,7% (podle Barnetta). Přesto se veškeré ověřovací testy paliva provádějí na svazcích palivových tyčí.[1]

Krize varu ve velkém objemu

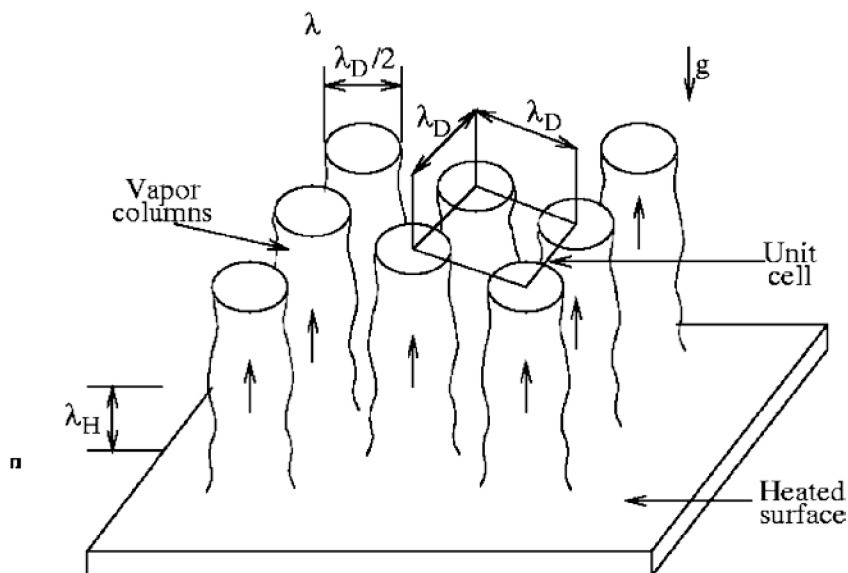
Při varu ve velkém objemu nám odpadá velké množství nestabilit, které nám hrozí při nucené konvekci. Hlavní silou působící na parní bublinku je síla vztlaková. Rovnice (51) zobrazuje Kutateladze – Zuberovu korelaci zlepšenou Lienhardem [14] pro rozlehlou horizontální desku. Charakteristický rozměr v této korelaci odpadá díky nekonečně velkému zakřivení, oproti zakřivení parní bublinky. Na Obr. 10 je znázorněn teoretický model k odvození výpočetního vztahu.(51) a na Obr. 11 je průběh kritického tepelného toku s tlakem.

$$g_{kr} = 0,149 r \rho_p \left[\frac{\sigma g (\rho_k - \rho_p)}{\rho_p^2} \right]^{\frac{1}{4}} \quad (51)$$

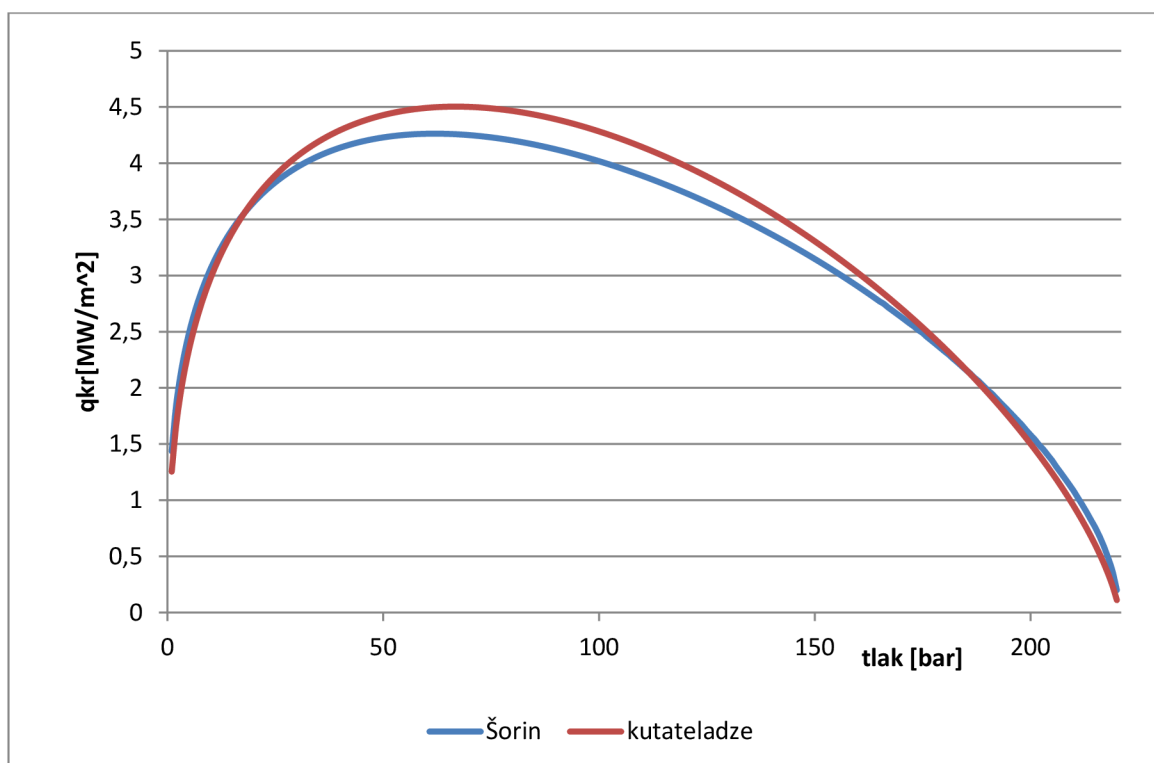
Dalším příkladem korelace kritického tepelného toku ve velkém objemu je rovnice (52) uváděná Šorinem v literatuře[32] pro Prandtlovo číslo syté kapaliny v rozsahu $0,86 < Pr < 13,1$. Její průběh v závislosti na tlaku je uveden na Obr. 11

$$g_{kr} = \frac{\rho_p \cdot r \cdot v_k}{l_*} \cdot 68 \cdot \left(\frac{g \cdot l_*^3 \cdot \rho_k \cdot -\rho_p}{v_k^2 \cdot \rho_k} \right)^{\frac{4}{9}} \cdot \left(\frac{v_k}{a_k} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (52)$$

$$l_* = \frac{\sigma \cdot (T_{sat} + 273,15) \cdot \rho_k \cdot c_{pk}}{\rho_G^2 \cdot r^2}$$



Obr. 10 Idealizované proudění voda-pára při odvození Kutatedze-Zubrova modelu[21]



Obr. 11 Graf závislosti kritického tepelného toku na tlaku ve velkém objemu podle Kutateladzeho-Zubra a vztahu uváděného Šorinem

Krise varu na svazku tyčí

Osmáčkinova korelace

Mezi nejpoužívanější korelace patří Osmáčkinova, uváděná často ve tvaru (54). Při výpočtu nejprve vypočteme hodnotu výrazu Q (53) tu dosadíme do rovnice (54) a vypočteme hodnotu q_{kr} .

$$Q = \frac{0,131(1 - 0,286 \cdot xWe^{0,2})^{1,3}}{42 \cdot \left(1 + \frac{H}{3,54}\right)} \quad (53)$$

$$Q = \frac{q_{kr}}{\left(r\sigma \left[gd_T(ga')^{\frac{1}{3}}\right]^{\frac{1}{3}} \text{Pr} Re^{\frac{1}{5}}\right)} \quad (54)$$

We je Weberovo číslo

$$We = \frac{(\rho w)^2 d_T}{\rho' \sigma} \quad (55)$$

Osmáčkin dělal velké množství experimentů i na kanálech s neuniformním vývinem tepla. Pro nerovnoměrný vývin tepla po výšce palivového kanálu uvádí vztah (56)

$$F' = \frac{q_{kr}}{q_{kr,n}} = \frac{1 + \frac{1}{3,54} \int_0^z F(z') dz'}{1 + \left(\frac{H}{3,54}\right)} \quad (56)$$

Jestliže máme kanál s neuniformním vývinem tepla a známe funkci $F(z)$, můžeme určit ze vztahu (56) koeficient F' a vypočítat kritickou hodnotu tepelného toku pro nerovnoměrný vývin tepla (57)

$$q_{kr,n} = \frac{q_{kr}}{F'} \quad (57)$$

Do vztahů se dosazují veličiny v základních jednotkách SI. Obor platnosti Osmáčkinovi korelace :

p	5-17MPa
ρw	50-4000 kg m ⁻² s ⁻¹
d_T	5-15mm
x	0-0,5

Udávaná přesnost vztahu $\pm 20\%$. Vypočtené hodnoty jsou relativně konzervativní.

Bezrukovova korelace

Bezrukova korelace byla vytvořena hlavně pro palivové články reaktorů VVER. Při jejím vytváření bylo použito i experimentálních dat jiných autorů. Dosazuje se v MPa výsledek je v MW/m²

$$q_{kr} = a_1(1 - x)^{a_2 + a_3 p} (\rho w)^{a_4 + a_5(1-x)} (1 + a_6 p), \quad (58)$$

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

Obor platnosti Bezrukovovi korelace:

p	7,45-16,7 MPa
ρw	70-3800 kg m ⁻² s ⁻¹
d	9,1mm
x	-0,07 až 0,4
H	1,75 až 3,5 m

Relativní rozteč $s/d=1,34$ až $1,38$

Přesnost vztahu je charakterizována chybou $\pm 15\%$. Při experimentech byl uvažován rovnoměrný vývin tepla po výšce.

Smolinova korelace

$$q_{kr} = 0,845(\rho w)^{0,2}(1 - 0,0335 \cdot p)(1 - x)^{1,2}. \quad (59)$$

Obor platnosti:

p	3 až 10 MPa
ρw	380 až 4000 $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$
x	-0,2 až 0,25

Korelace W3

Korelace W3 byla vyvinuta společností Westinghouse pro její tlakovodní reaktory.

$$q_{kr} = 3,154 \cdot 10^6 \cdot ABCDE \quad (60)$$

$$A = 2,022 - 6,24 \cdot 10^{-8} \cdot p + (0,1722 - 1,427 \cdot 10^{-8} \cdot p)e^{(18,177 - 5,989 \cdot 10^{-7} \cdot p) \cdot x},$$

$$B = (0,1484 - 1,596x + 0,1729x|x|) \cdot 737,3 \cdot 10^{-6} \rho w + 1,037,$$

$$C = 1,157 - 0,869x,$$

$$D = 0,2664 + 0,8357e^{-124,06d_T},$$

$$E = 0,8258 + 0,3414 \cdot 10^{-6}(i' - i_1).$$

Korekce na nerovnoměrné rozložení vývinu tepla po výšce je

$$F = \frac{q_{Kr,r}}{q_{Kr,n}} = \frac{C'}{F(z)[1 - e^{-C'l_{kr}}]} \int_0^{l_{kr,n}} F(z')e^{-C'(l_{kr,n}-z')} dz', \quad (61)$$

$$C' = \frac{6,831 \cdot (1 - x)^{4,31}}{\left(\frac{\rho w}{10^3}\right)^{0,478}} \quad (62)$$

Kde $l_{kr,n}$ a l_{kr} jsou délky varných úseků při neuniformním a uniformním ohřevu.

Obor platnosti:

p	7 až 17 MPa
ρw	1350 až 6470 $\text{kg m}^{-2}\text{s}^{-1}$
x	-0,15 až 0,15
H	0,25 až 3,65 m
d_T	5 až 17,7 mm
O_T/O	0,88 až 1,0

Podobně jako Osmačkynův vztah platí korelace W3 v širokém rozmezí geometrických uspořádání i parametřů.72[28]

Korelace BW 2

.Korelace vyvinutá firmou Babcock a Wilcox pro reaktory vlastní konstrukce.[29]

$$q_{kr} = (0,2482(1,1551 - 16,02d_h) \cdot \frac{[0,3702 \cdot 10^8 \cdot (4,3604 \cdot 10^{-4} \cdot \rho_w)^{a'} - 0,0482 \rho_w \cdot r \cdot x]}{(2,252 \cdot 10^{-3} \cdot \rho_w)^b} \quad (63)$$

$$a' = 0,8304 + 0,6848 \cdot 10^{-3} \cdot (1,45 \cdot 10^{-4} \cdot p - 2000)$$

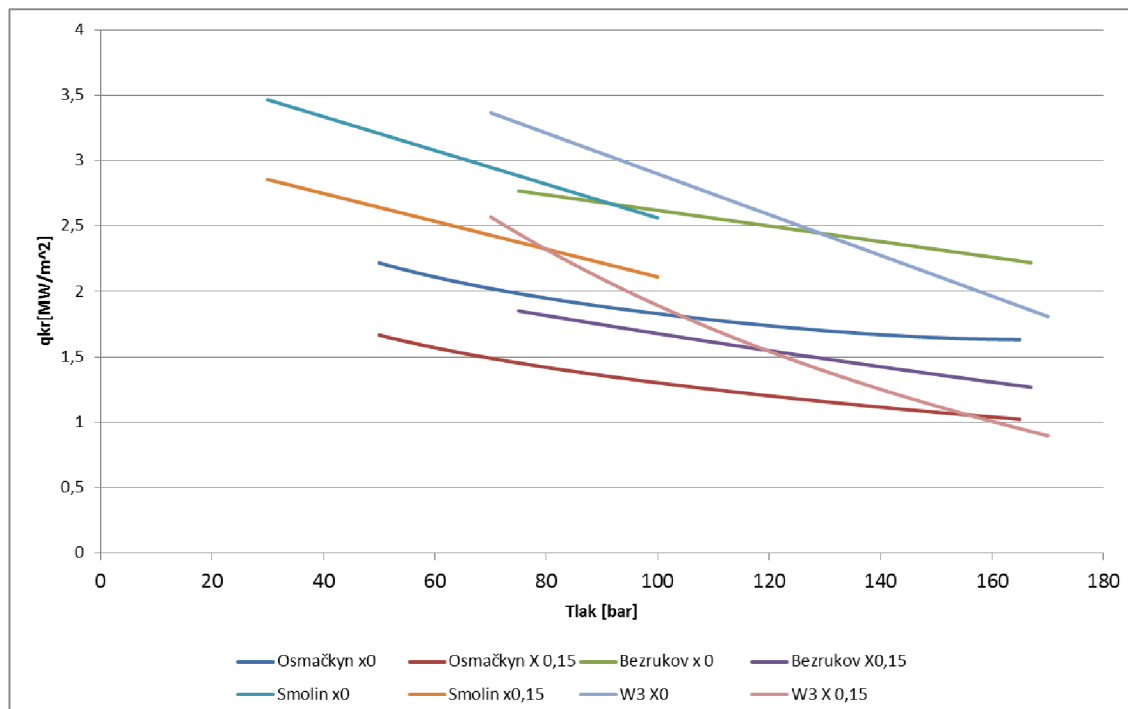
$$b = 0,7119 + 0,2073 \cdot 10^{-3} (1,45 \cdot 10^{-4} \cdot p - 2000)$$

$$F = \frac{q_{kr,r}}{q_{kr,n}} = \frac{1,025c'}{F(z) \cdot [1 - \exp(-c'l_{kr})]} \int_0^{l_{kr,n}} F(z') e^{-c'(l_{kr,n}-z')} dz' \quad (64)$$

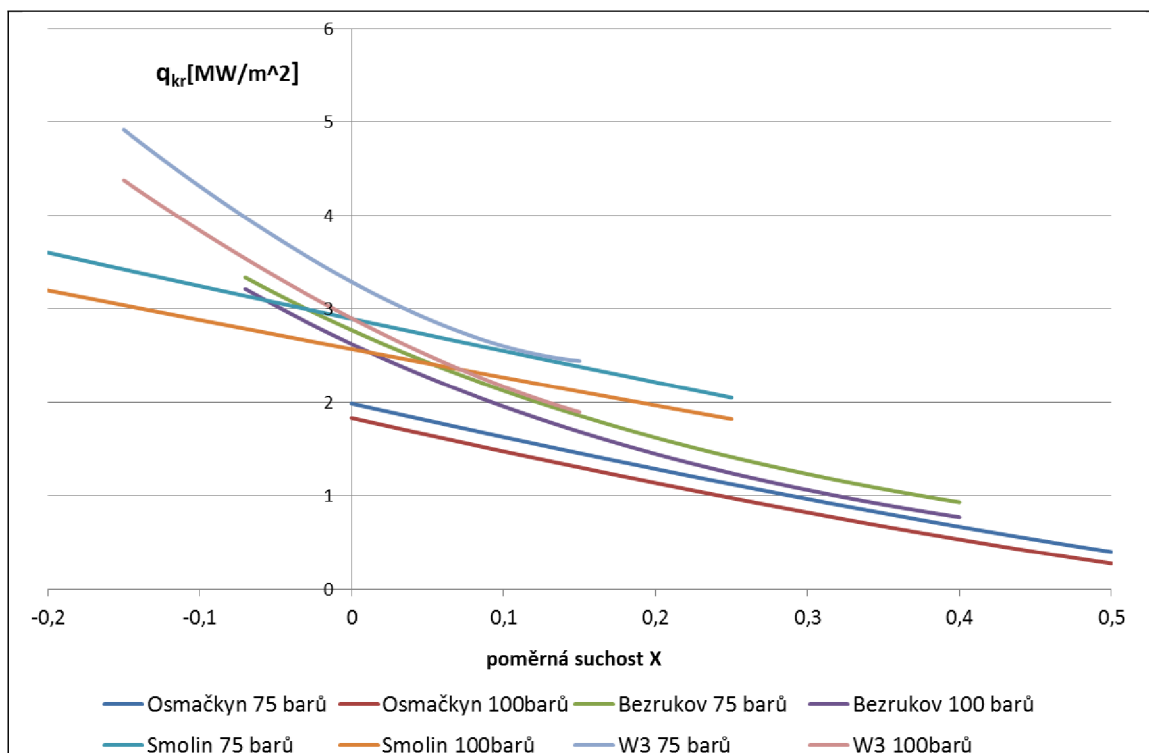
$$c' = \frac{11,255(1-x)^{7,823}}{(\rho_w \cdot 10^{-3})^{0,458}} \quad (65)$$

Obor platnosti:

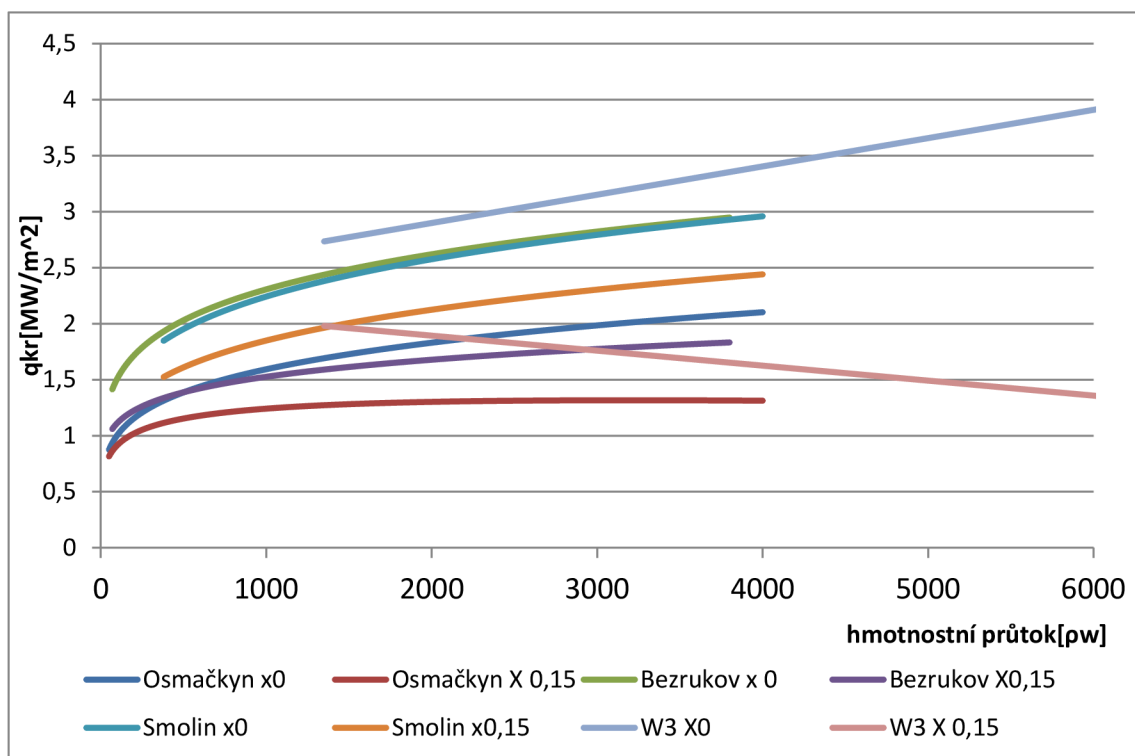
p	14 až 16,8 MPa
ρ_w	1000 až 5400 kg m ⁻² s ⁻¹
x	0,03 až 0,2
H	1,82 m
d _h	5 až 12,5 mm



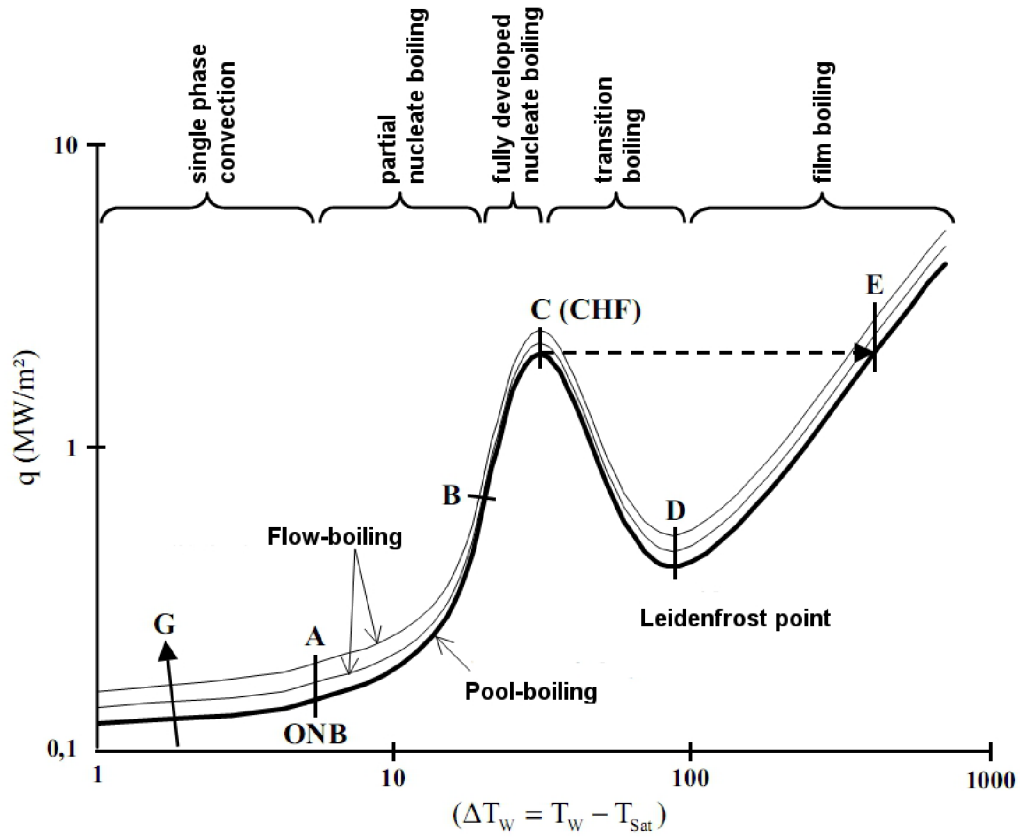
Obr. 12 Hustota kritického tepelného toku v závislosti na tlaku ($\rho_w=2000\text{kg/sm}^2$)



Obr. 13 Hustota kritického tepelného toku v závislosti na poměrné entalpii $x=(i-i')/(i''-i')$ pro $\rho_w=2000\text{kg/sm}^2$



Obr. 14 Hustota kritického tepelného toku v závislosti na hustotě hmotnostního toku ($p=100\text{ bar}$)



Obr. 15 Zobrazení vlivu hustoty hmotnostního toku na hustotu kritického tepelného toku[30]

3 Návrh části zařízení k vizualizaci krize varu

Tato část práce se zabývá konstrukčním návrhem měřícího úseku tratě sloužící k vizualizaci krize přestupu tepla ve vertikálním kanále mezikruhového průřezu.

3.1 Volba provozních parametrů

V jaderných reaktorech je krize přestupu tepla za atmosférického tlaku málo pravděpodobným stavem. Proto se pokusy zaměřené na modelování kritických tepelných toků realizují za pracovních podmínek odpovídajících stavům provozním, případně stavům, ve kterých jsou zapojeny krizové dochlazovací prostředky.

Vizualizace projevu krize varu za provozních podmínek reaktoru je komplikována nízkými materiálovými vlastnostmi transparentních materiálů. Řešením tohoto problému může být modelování s jiným chladícím médiem a přepočítání kritických tepelných toků pomocí podobnosti viz kapitola 2.1. Tyto pokusy jsou díky drahé pracovní kapalině (freon R-134a 150Kč/l [31]) nákladné, a však pokud chceme provádět vizualizaci krize varu za fyzikálních podmínek odpovídajících reaktoru za nominálního výkonu, nezůstává nám jiná reálná možnost.

Při volbě pracovních podmínek zařízení byl brán zřetel na realizovatelnost a možnost simulace kritických tepelných toků v co největším rozsahu.

Volba pracovního média

Vzhledem k složité legislativě a finanční náročnosti pokusů s freonem, byla zvolena jako pracovní médium demineralizovaná voda.

Volba geometrie měřícího kanálu

Vzhledem k práci Barnetta[1], který uvádí, že pokud se experimentálně získané údaje z kruhového kanálu s vytápěnou centrální tyčí s uniformním rozložením tepelných zdrojů srovnají s hodnotami naměřenými na svazku obtékaných palivových tyčí, neměli bychom dojít k větší střední kvadratické chybě než 6,7%. Byla zvolena kruhová geometrie s centrální vytápěnou tyčí.

Volba rozměrů měřícího kanálu

Rozměry měřícího úseku byly voleny s ohledem na možnost získání topného tělesa a skleněné trubice z podniku ŠKODA JS a.s.[40]

Volba pracovního tlaku

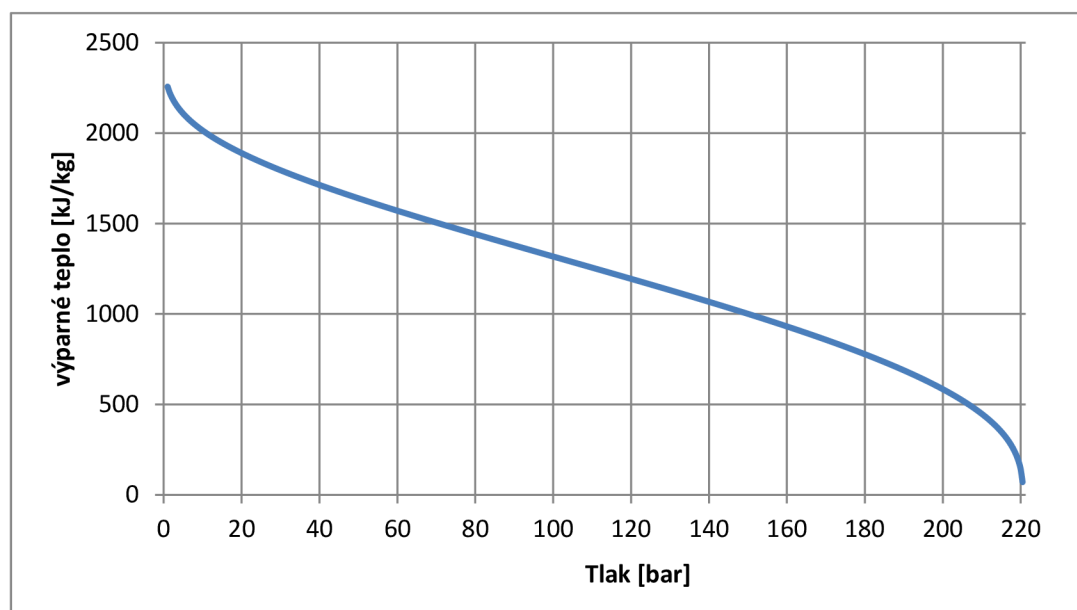
Maximální provozní tlak celého měřícího úseku závisí na maximálním dovoleném tlaku průhledné trubice jakožto součástky s nejmenším dovoleným namáháním. Po průzkumu komerčně dostupné nabídky byla zvolena křemenná trubice s maximálním provozním tlakem 2MPa.

Volba pracovní teploty

Pracovní teplota byla dána maximálním provozním tlakem, který určuje teplotu sytosti chladícího média. Při daném provozním tlaku (2MPa) to je 212,38 °C

Volba maximálního průtoku

Maximální průtok se volil s ohledem na maximální měrný hmotnostní průtok v reaktorech typu VVER. Bylo zvoleno $\rho_w=4500\text{kg/sm}^2$



Obr. 16 Výparné teplo kapaliny v závislosti na tlaku

Volba maximálního měrného tepelného toku

Zvolený maximální tlak je mimo obor platnosti většiny korelací modelujících kritický tepelný tok při nuceném proudění. Při aproximaci dříve uvedených korelací mimo obor platnosti, až k pracovním tlakům smyčky, jsme převážně dospěli k hodnotám okolo $3,5\text{ MW/m}^2$ při průtočném hmotovém obsahu páry $X=0$. Podobné hodnoty nám vycházejí i při porovnání se vztahy pro kritický tepelný tok ve velkém objemu, které mají platnost i pro zvolené tlaky smyčky. Proto byl zvolen maximální návrhový tepelný tok přibližně $3,5\text{MW/m}^2$

Volba délky topné trubice

Délka topné trubice nám určuje rozsah kladných hodnot veličiny X , pro které můžeme provádět experimenty. Jsme omezeni elektrickým výkonem zdroje a výškou stropu laboratoře.

Tab. 9 Shrnutí provozních parametrů

Veličina	hodnota	jednotka
Pracovní médium	demi voda	-
Rozsah pracovních tlaků	0,1-2	MPa
Maximální teplota média	212	°C
Průtok	0-4500	kg/sm ²
Maximální měrný tepelný tok	3,5	MW/m ²
Průměr topné trubice	0,009	m
Průměr obálkové trubice	0,0147	m
Délka topné trubice	1	m

3.2 Tepelný výpočet

Tepelným výpočtem byly spočteny vlastnosti vody protékající kanálem, na základě bilančních rovnic.

3.2.1 Bilanční rovnice

Při výpočtu byl zanedbán vliv ztráty tepla neizolovanou skleněnou trubicí, a vliv hydraulických ztrát.

V předchozí kapitole zvolené provozní podmínky byly převedeny na konkrétní parametry dané geometrie.

Maximální lineární tepelný výkon:

$$q_{kr\,lin} = q_{kr} \cdot \pi \cdot d = 3500000 \cdot \pi \cdot 0,009 = 98960W/m \quad (66)$$

Daný výkon byl zaokrouhlen na 100kW/m

Výsledný maximální tepelný tok, kterého bude schopno topné těleso dosáhnout, pak byl.

$$q_{kr} = \frac{q_{kr\,lin}}{\pi \cdot d} = \frac{100000}{\pi \cdot 0,009} = 3536776W/m^2 \quad (67)$$

Zvolený maximální měrný průtok byl převeden na maximální hmotnostní průtok tratí.

$$\dot{m} = \rho w \cdot \frac{\pi \cdot (D^2 - d^2)}{4} = 4500 \cdot \frac{\pi \cdot (0,0147^2 - 0,009^2)}{4} = 0,4774kg/s \quad (68)$$

Byl aplikován první zákon termodynamiky, rovnice zachování energie a rovnice kontinuity. Nebylo uvažováno, že by se ve chladící kapalině generovalo teplo.

$$i_1 + \frac{w_1^2}{2} + gh_1 + q = i_2 + \frac{w_2^2}{2} + gh_2 \quad (69)$$

Při zanedbání rozdílu výšky vstupních a výstupních částí lze zapsat bilanční rovnici ve tvaru (70)

$$i_{c2} = i_{c1} + q \quad (70)$$

Příklad výpočtu při maximálním měrném hmotnostním průtoku $4500 \text{ kg s}^{-1} \text{ m}^{-2}$, tlaku 2MPa vstupní teplotě $t_{\text{sat}}=50^\circ\text{C}$ a výkonu 100kW/m

$$w = \frac{\rho w}{\rho} = \frac{4500}{905,89} = 4,97m/s \quad (71)$$

$$\begin{aligned} i_{c2} &= \left(i_1 + \frac{w^2}{2} \right) + \frac{q_{lin} \cdot l}{\dot{m}} = \left(686722 + \frac{4,97^2}{2} \right) + \frac{100000 \cdot 1}{0,4774} \\ &= 896378J/kg \end{aligned} \quad (72)$$

Této hodnotě odpovídá poměrná suchost $X = -0,00659$ tudíž se bude jednat o podchlazený var (veškerá pára kondenzuje v ustalovacích úsecích). Při vzniku páry ve větší míře se výstupní rychlost rapidně zvyšuje. Zjišťujeme ji iteračně přepočtem z celkové entalpie, za pomoci parních tabulek X-STEAM podle vzorce (73), kde měrný

$$i_{c2} = i_2 + \left(\frac{w_2^2}{2} \right) = i_2 + \frac{\left(\frac{m v_2}{s_2} \right)^2}{2} \quad (73)$$

objem v je funkcí entalpie a tlaku veličina S je průtočná plocha kanálu. Výpočet probíhá v krocích zjištění entalpie i_2 a výpočtu výstupní rychlosti w_2

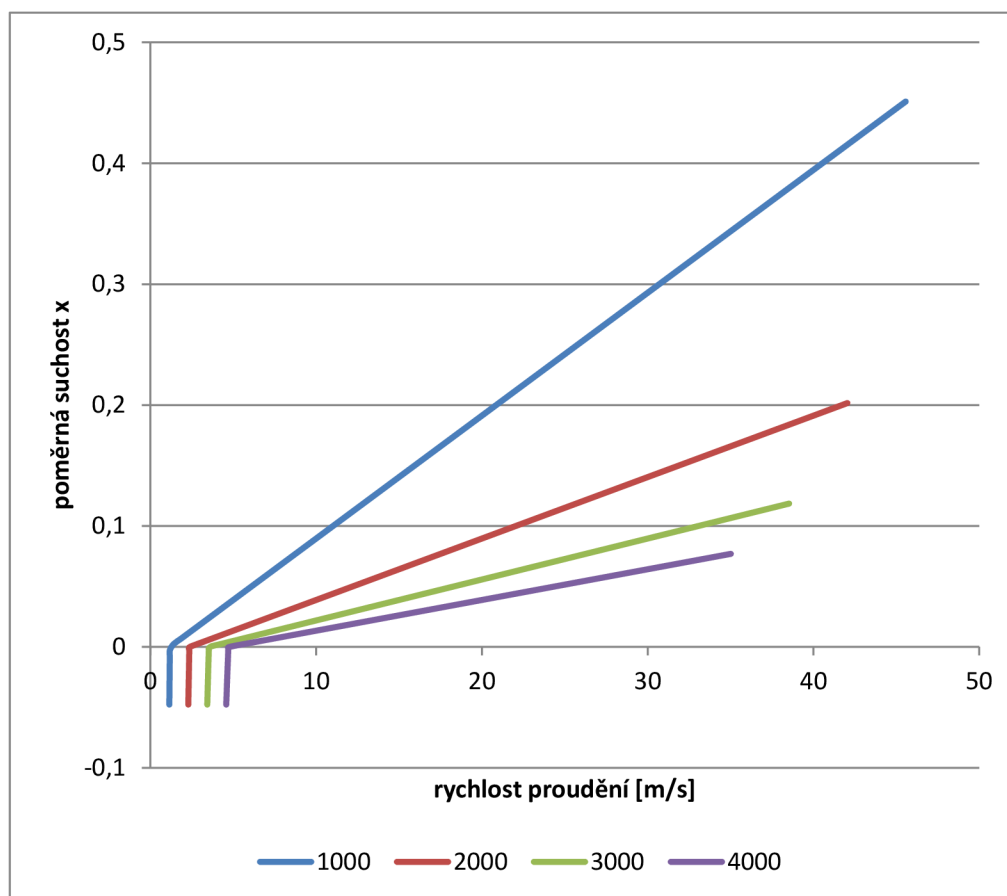
$$i_2 = i_{c2} - \frac{\left(\frac{mv_2}{S_2}\right)^2}{2} = 896378 - \frac{\left(\frac{0,4774 \cdot 0,001172}{1,0609943 \cdot 10^{-4}}\right)^2}{2} = 896364 \text{ J/kg} \quad (74)$$

$$w_2 = \sqrt{2 \cdot (i_{c2} - i_2)} = \sqrt{2 \cdot (896378 - 896364)} = 5,291 \text{ m/s} \quad (75)$$

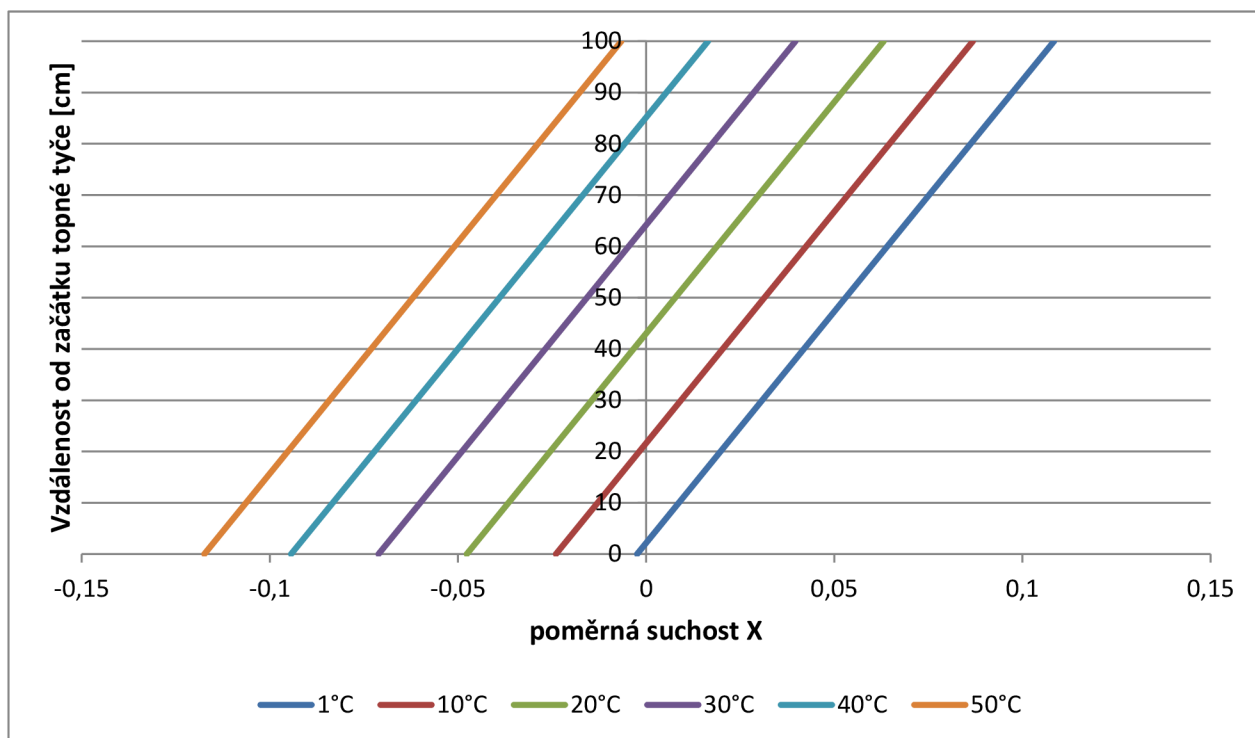
Při výpočtu:

- 1) Jsou zanedbány tlakové ztráty na urychlení proudu a byl předpokládán konstantní tlak v celém kanále.
- 2) Je předpokládán skluzový poměr S rovný jedné (stejná rychlost páry i syté kapaliny).

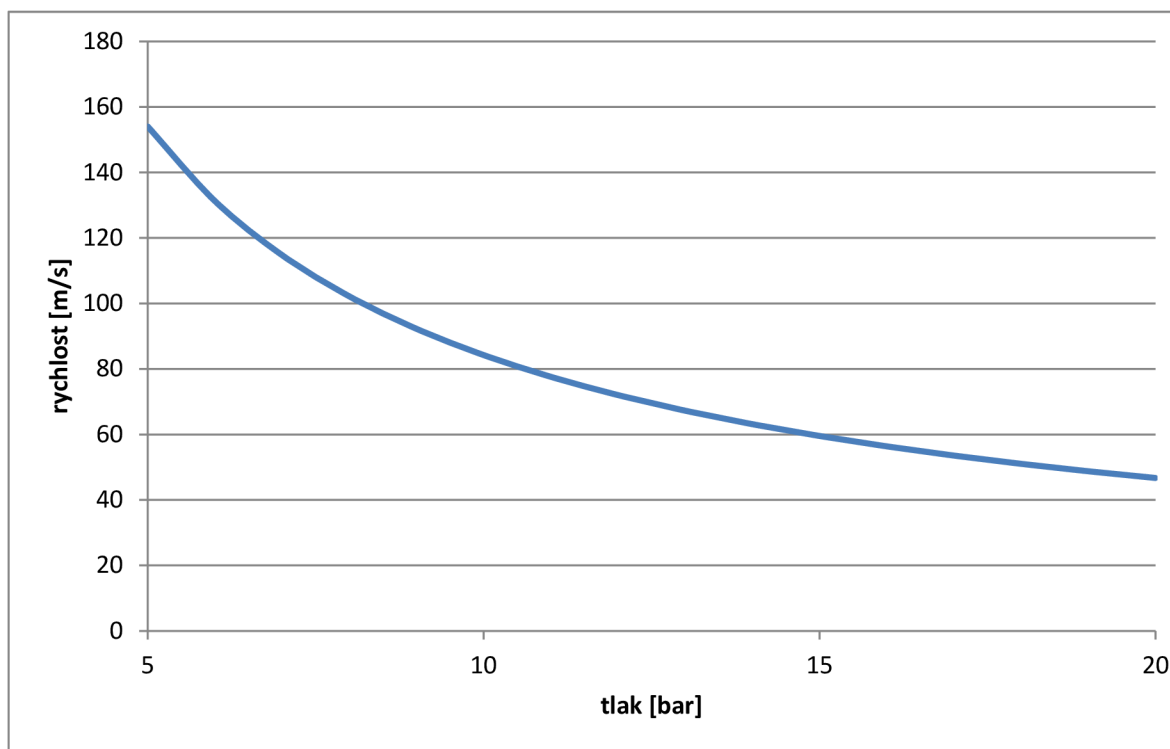
Dalším ukazatelem prokazující krizi varu je neplatnost bilanční rovnice, kdy se dodávaná energie disipuje v topném tělese a zároveň je odváděna zářením do prostoru, tato energie následovně „chybí“ v chladicí kapalině.



Obr. 17 Závislost rychlosti proudění na hmotnostním toku pro $\rho_w=1000;2000;3000;4000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ při tlaku 20 bar $q_{\text{lin}}=100\text{kw/m}$ délce kanálu 1 m a $T_{\text{sat}}-T_{\text{vst}}=20^\circ\text{C}$



Obr. 18 Průběh poměrné suchosti X po výšce kanálu $\rho_w=4500\text{kg/m}^2\text{s}$ $q_{\text{lin}}=100\text{kW/m}$ délka kanálu 1 m při podchlazení $T=T_{\text{sat}}-T_{\text{vst}}$



Obr. 19 Závislost výstupní rychlosti parovodní směsi na tlaku v systému při $q_{\text{lin}}=100\text{kW/m}$ $\rho_w=2000\text{kg/m}^2\text{s}$ $T_{\text{sat}}-T_{\text{vst}}=10^\circ\text{C}$

V žádném z grafů nebyl uvažován vliv krize přestupu tepla, i když její výskyt v daných parametrech je velmi pravděpodobný. Grafy slouží pouze pro přiblížení děje urychlení chladiva v kanále.

3.2.2 Návrh topného tělesa

Hlavní funkční součástí v experimentálním zařízení k vizualizaci krize varu je topné těleso.

Hlavní parametry ovlivňující volbu geometrie a materiálu topného tělesa:

- 1) Možnost měření povrchové teploty bez ovlivnění okolního proudu
- 2) Geometrická podobnost s palivem jaderného reaktoru
- 3) Chemická stálost (odolnost vůči korozi)
- 4) Žáru pevnost
- 5) Vysoká rezistivita
- 6) Stálá rezistivita v závislosti na teplotě
- 7) Cena

Při průzkumu trhu bylo zjištěno, že tyto kritéria optimálně nesplňuje žádný sériově vyráběný produkt.

Firma Sandvik [33] nabízí odporové trubky pro své aplikace až od průměru 26mm, což je pro naše účely nevhodné. Podobné okolnosti panují i u konkurenčních výrobců topných elementů.

Po navázání spolupráce s panem Inženýrem Václavem Bláhou se objevila možnost použití maket palivových proutků používaných při experimentech krize varu na velké vodní smyčce podniku ŠKODA JS a.s.[40]

Charakteristické rozměry maket paliva uvedeny v Tab. 10

Tab. 10 Základní parametry makety paliva

Parametr	Hodnota
Materiál	ČSN 17246
Vnější průměr	9mm
Vnitřní průměr (varianta 1)	7mm
Vnitřní průměr (varianta 2)	8mm
Délka	3,5 m

Fyzikální vlastnosti materiálu ČSN 17246

Ve vztazích fyzikálních vlastností materiálu se vždy dosazuje v kelvinech.

Měrná hmotnost

$$\rho_{Fe} = (7,92 - 0,045 \cdot 10^{-2} \cdot T) \cdot 10^3 \left[\frac{kg}{m^3} \right] \quad (76)$$

Měrné teplo

$$c_p = 4,186 \cdot (117 + 5,8 \cdot 10^{-2} \cdot T - 0,21 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot 10^{-3} \left[\frac{kJ}{kgK} \right] \quad (77)$$

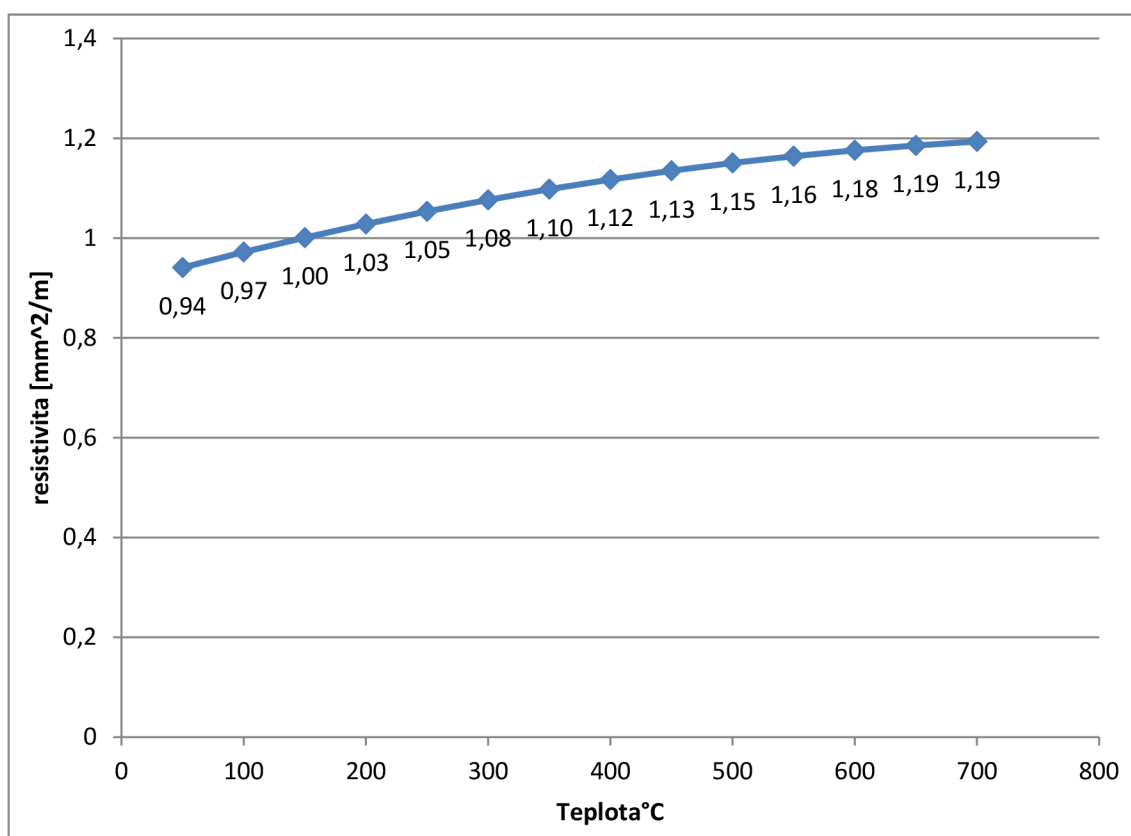
Tepelná vodivost

$$\lambda = 1,163 \cdot (11,8 + 1,2725 \cdot 10^{-2} \cdot T) \left[\frac{W}{mK} \right] \quad (78)$$

Měrný elektrický odpor

$$\rho \left[\frac{\Omega \text{mm}^2}{\text{m}} \right] = (69,41040575 + 0,08887133 \cdot T - 0,00003859 \cdot T^2) \cdot 10^{-2} \quad (79)$$

Platí pro rozsah teplot 20-700°C



Obr. 20 Průběh rezistivity v závislosti na teplotě

Výpočet průběhu teplot v topném tělese

Pro naše účely nás zajímá teplota na povrchu topného elementu. Její měření bez narušení proudu však přináší značné technické potíže. Nejschůdnější metodou zjištění teploty povrchu se nám jevilo z měření teploty vnitřní stěny nerezové trubky.

Vzhledem k nelineární rezistivitě a nelineární tepelné vodivosti závislé na teplotě byl teplotní průběh v radiálním směru, bez zanedbání nelinearit, řešen numericky pomocí programu Excel. Analytické řešení průběhu teploty ve stěně za předpokladu konstantní rezistivity a konstantní tepelné vodivosti je uvedeno v rovnici (84)

Odvození z Fourierovi rovnice vedení tepla s vnitřním zdrojem tepla a ochlazováním pouze z vnější stěny.

$$\pi(r^2 - r_0)qv = -2\pi r\lambda \frac{dT}{dr} \quad (80)$$

$$\frac{qv}{2} \int_r^{r_p} \left(r - \frac{r_0}{r}\right) dr = -\lambda \int_T^{T_p} dT \quad (81)$$

$$T - T_p = \frac{1}{4} \frac{qv}{\lambda} \left(r_p^2 - r^2 - 2r_0^2 \cdot \ln \frac{r_p}{r}\right) \quad (82)$$

Při zavedení lineárního tepelného výkonu.

$$q_{lin} = \pi \cdot (r_p^2 - r_0^2) \cdot qv \quad (83)$$

Pomocí tohoto vztahu můžeme vypočítat teplotu na povrchu při měření teploty uvnitř topené trubky $r=r_0$.

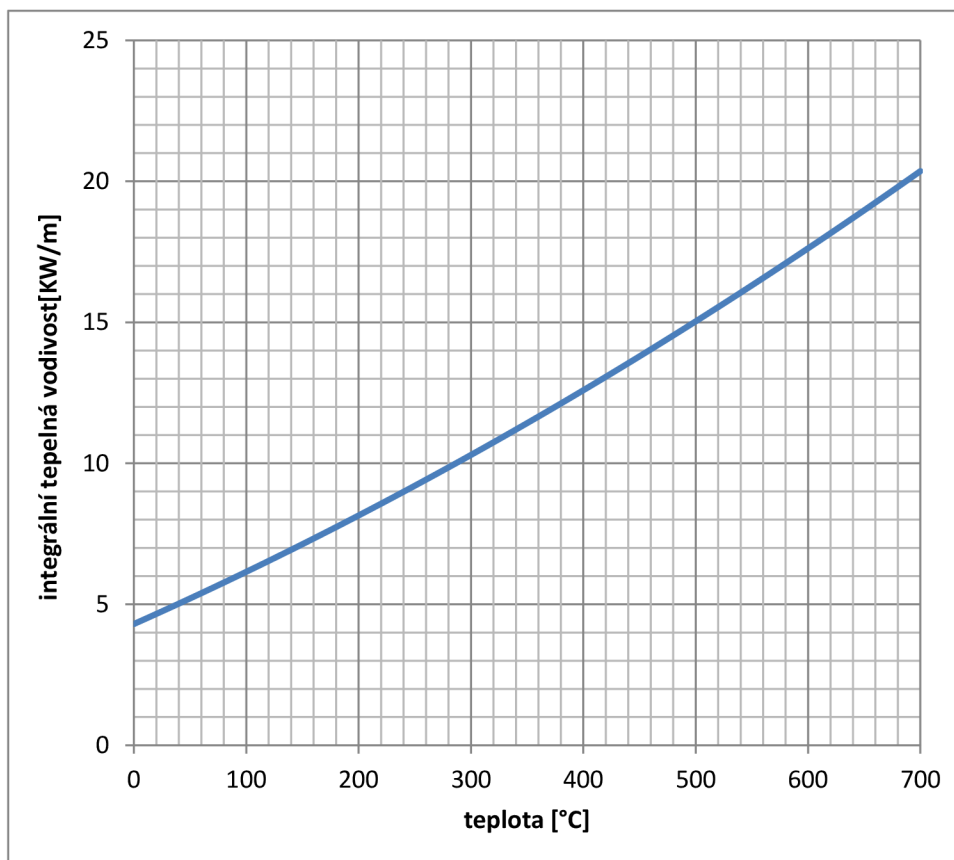
$$T_p = T_0 - \frac{1}{4} \frac{q_{lin}}{\lambda\pi} \left(1 - \frac{2r_0^2}{r_p^2 - r_0^2} \cdot \ln \frac{r_p}{r_0}\right) \quad (84)$$

- T_p teplota povrchu
- T_0 teplota na vnitřním povrchu trubky
- r_0 vnitřní poloměr trubky
- r_p vnější poloměr trubky
- λ střední tepelná vodivost (85)

$$\lambda = \frac{\lambda_0 + \lambda_{H_2O}}{2} \quad (85)$$

- λ_0 tepelná vodivost při teplotě povrchu vnitřní stěny
- λ_{H_2O} tepelná vodivost při teplotě sytosti kapaliny

Při zohlednění tepelné vodivosti jako funkce teploty zavádíme integrální tepelnou vodivost. V rovnici (81) se nezanedbává tepelná vodivost v závislosti na teplotě a upravuje se do tvaru (86). Vztah pro integrální tepelnou vodivost (89).



Obr. 21 Průběh integrální tepelné vodivosti oceli ČSN 17246

$$\frac{q_v}{2} \int_r^{r_p} \left(r - \frac{r_0}{r} \right) dr = - \int_T^{T_p} \lambda dT = \int_{T_p}^T \lambda dT \quad (86)$$

$$\vartheta_T - \vartheta_P = \frac{q_v}{4} \left(r_p^2 - r^2 - 2r_0^2 \cdot \ln \frac{r_p}{r} \right) \quad (87)$$

Pro zjištění teploty povrchu se znalosti vnitřní teploty platí

$$\vartheta_P = \vartheta_O - \frac{q_v}{4} \left(r_p^2 - r_0^2 - 2r_0^2 \cdot \ln \frac{r_p}{r_0} \right) \quad (88)$$

Vztah pro integrální tepelnou vodivost v závislosti na teplotě viz rovnice (89) a Obr. 21.

$$\vartheta = 13,7234T + 7,3995 \cdot 10^{-3} \cdot T^2 \quad (89)$$

Při konfrontaci s numerickým řešením a porovnáním výsledků pro provozní podmínky jsme dospěli k výsledku, že při použití střední tepelné vodivosti podle (85) se dopouštíme chyby cca 2%

Numerické řešení

Při numerickém řešení byla stěna rozdělena na 1000 vrstev každá o tloušťce 0,001mm. Pro každou vrstvu se počítala disipace tepelné energie vlivem protékajícího proudu podle rovnice (90) ve které byl stanoven odpor R podle rovnice (91). Při řešení byla předpokládána znalost napětí, přiváděného na svorky topného tělesa. Teplota ve

výpočetní vrstvě byla počítána podle rovnic (94)(96). Ze získané teploty se přepočítává hodnota rezistivity a tepelné vodivosti.

$$Q = \frac{U^2}{R} \quad (90)$$

Q teplo generované ve vodiči [J]
 U napětí přivedené na svorky vodiče [V]
 R odpor vodiče [Ω]

$$R = \frac{\rho \cdot L}{S} \rightarrow R_n = \frac{\rho_n \cdot L}{S_n} \quad (91)$$

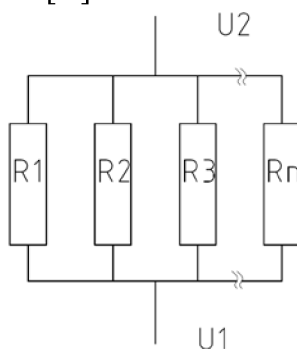
ρ rezistivita [$\Omega\text{mm}^2/\text{m}$]
 R Odpor vodiče [Ω]
 S obsah kolmého průřezu [mm^2]
 L délka vodiče[m]
 R_n odpor vrstvy[Ω]
 S_n obsah plochy vrstvy vodiče [mm^2]
 ρ_n rezistivita dané vrstvy závislá na teplotě dle (79)

$$S = \pi \frac{D_2^2 - D_1^2}{4} \rightarrow S_n = \frac{\pi(D_n^2 - D_{n-1}^2)}{4} \quad (92)$$

Celkový elektrický odpor se počítal dle rovnice (93)

$$\frac{1}{R_c} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dots + \frac{1}{R_{n-1}} + \frac{1}{R_n} \quad (93)$$

R_c celkový odpor vodiče [Ω]



Obr. 22 Náhradní zapojení pro numerický výpočet

$$R_{t\ n-1} = \frac{1}{2\pi L} \frac{1}{\lambda} \ln \frac{r_n}{r_{n-1}} \quad (94)$$

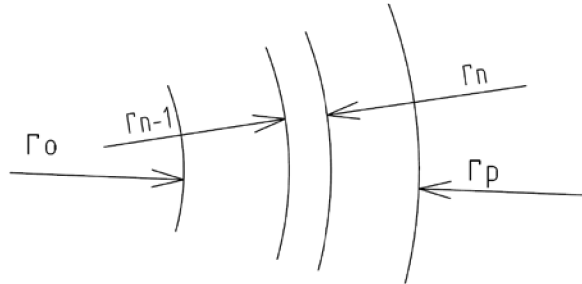
R_{tn} tepelný odpor n-té vrstvy [K/W]

$$Q_{cn} = Q_{gn} + Q_{c\ n-1} = \frac{U^2}{R_n} + Q_{c\ n-1} \quad (95)$$

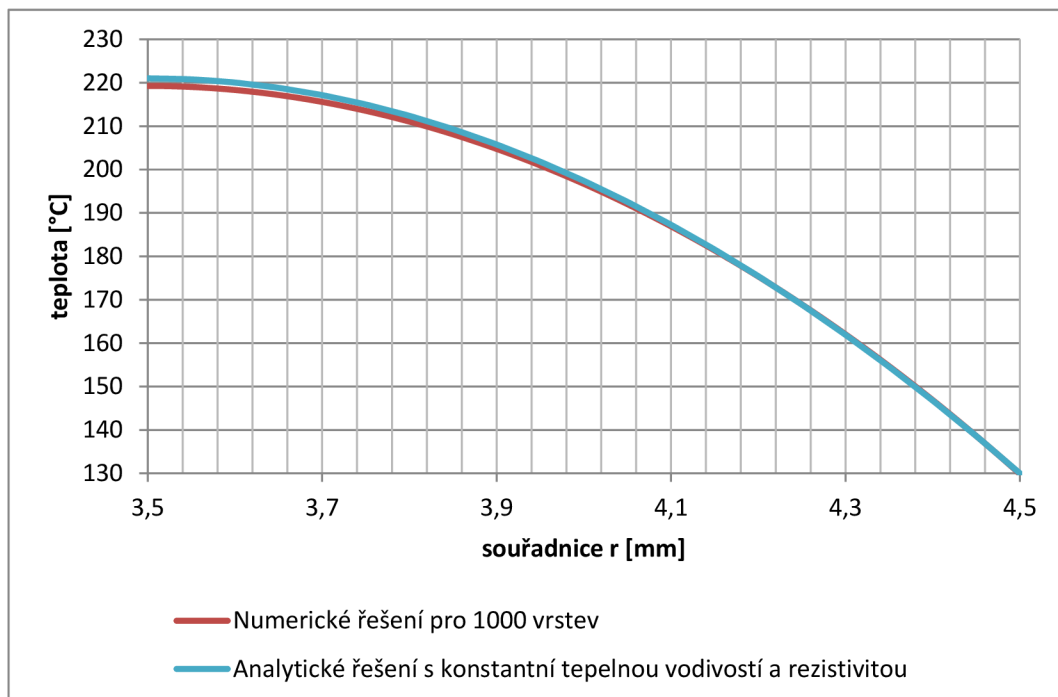
Q_{cn} celkový tepelný tok n-tou vrstvou [W]
 Q_{gn} teplo generované v n-té vrstvě [W]
 $Q_{c\ n-1}$ teplo vstupující do vrstvy ze sousedící vrstvy[W]

$$Q_{cn-1} = \frac{T_{n-1} - T_n}{R_{tn-1}} \rightarrow T_n = T_{n-1} - Q_{cn-1} \cdot R_{tn-1} \quad (96)$$

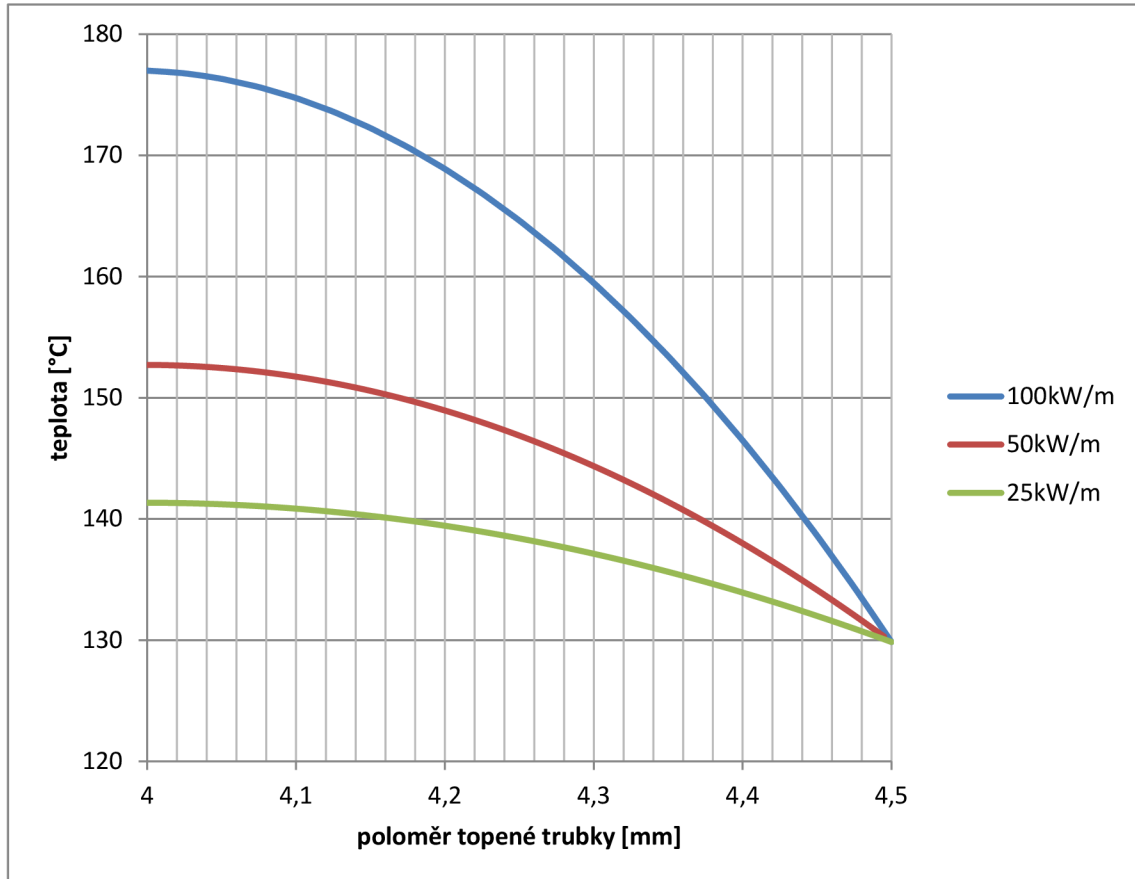
T_n Teplota n-té vrstvy [K]



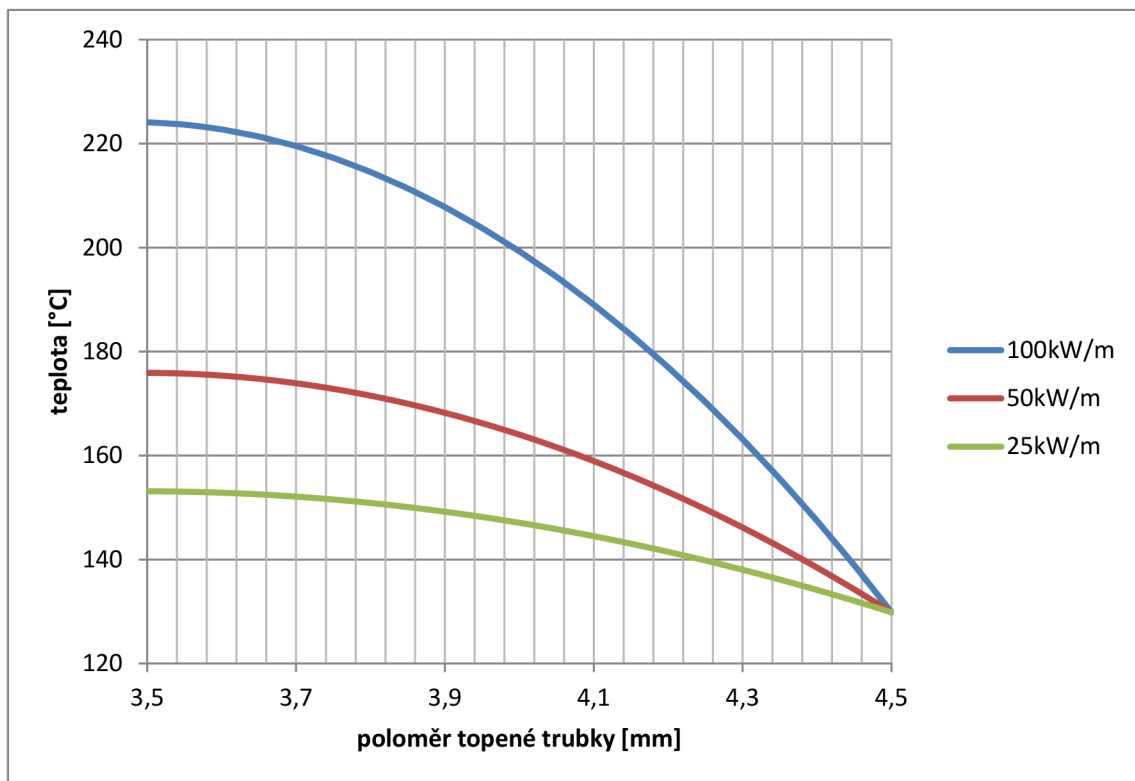
Obr. 23 Symbolika ve výpočtu se vyskytujících poloměrů



Obr. 24 Průběhu teplot v radiálním směru palivového elementu při 100kW/m



Obr. 25 Teplotní profil v topném tělese 9x0,5 mm



Obr. 26 Teplotní profil v topném tělese 9x1 mm

3.3 Elektrotechnický výpočet zdroje proudu

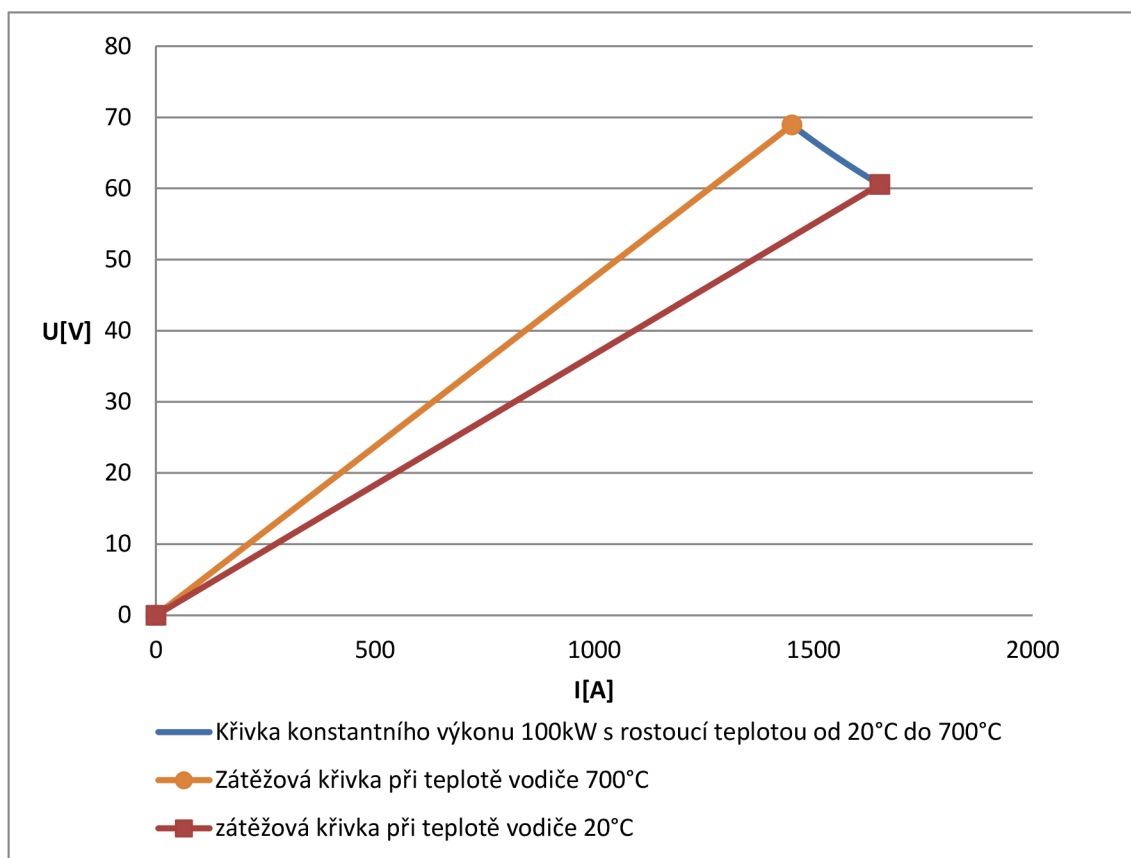
Pro dopravení požadovaného výkonu do topného tělesa byl zvolen stejnosměrný proud. Na základě fyzikálních vlastností topného tělesa byly vypočteny volt-ampérové charakteristiky. Pro různé délky topného tělesa jsou příslušné V-A charakteristiky uvedené v Příloze 9.1.

Při jejich výpočtu jsme vycházeli z následujících rovnic (79) (90) (91) (92) a Ohmova zákona (97)

$$U = I \cdot R \quad (97)$$

$$P = U \cdot I \quad (98)$$

Zátěž topným tělesem je čistě ohmická, proto zatěžovací křivkou je přímka. Při zohlednění změny rezistivity v závislosti na teplotě se tato přímka deformuje, viz Obr. 27.



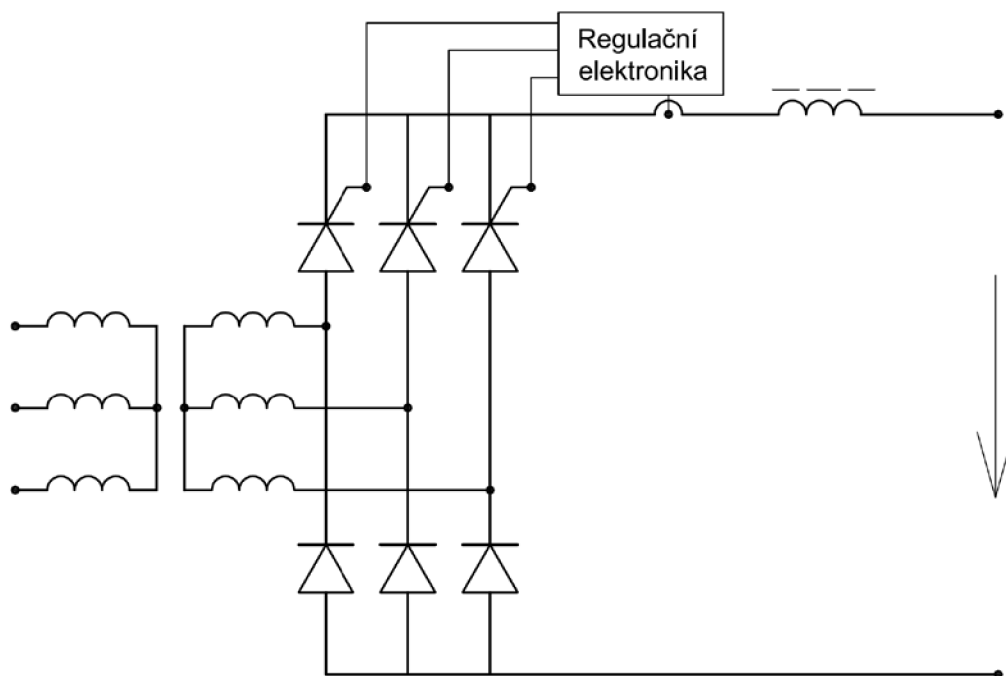
Obr. 27 V-A charakteristika zatěžování a provozu 1m dlouhé trubky 9x1mm

3.3.1 Zdroj proudu

Zdroje o vypočtených parametrech z předchozí kapitoly se v sériové výrobě v Čechách nevyskytují. Možností je zakoupení na zakázku vyrobeného zdroje stejnosměrného napětí. V České republice se touto problematikou zabývají firmy AXIMA[35] a EPRONA[34] cenová hladina takto na zakázku vyrobeného zdroje, se pohybuje v řádu stotisíců.

V možnostech VUT je sestavení zdroje na Ústavu výkonové elektrotechniky a elektroniky. Takto vyrobený zdroj, by se svojí cenou pohyboval na třetině ceny zdroje stejnosměrného proudu od renomovaných firem.[36]

Jednou z nejlevnějších možností jak dosáhnout potřebného výkonu by bylo použití tyristorového usměrňovače v kombinaci s transformátorem Obr. 28.



Obr. 28 Možné schéma zapojení

Pro návrh zdroje a regulační elektroniky je důležitá časová konstanta topného tělesa:

$$\tau = R \cdot C \quad (99)$$

R tepelný odpor[K/W]

C tepelná kapacita[J/K]

Časová konstanta těsně před krizovým stavem s maximálními parametry se spočítá za využití vztahů (76)(77) pro výpočet hustoty byla zvolena teplota 20°C (102) kvůli rozměrům tělesa měřených za této teploty. Tepelná kapacita byla vypočtena pro teplotu 289°C (104) tato teplota byla volena s ohledem na předpoklad, že teplota stěny bude o 30°C vyšší než bude teplota chladiva, a zohledněním poloviny rozdílu teplot vnitřní a vnější stěny topené trubice

$$R = \frac{1}{\alpha \cdot (l \cdot \pi \cdot d^2)} = \frac{1}{3536776 \cdot (1 \cdot \pi \cdot 0,009^2)} = 1,000000145 \cdot 10^{-5} \frac{K}{W} \quad (100)$$

Objem topného tělesa V:

$$V = l \cdot \pi \cdot \frac{d_p^2 - d_o^2}{4} = 1 \cdot \pi \cdot \frac{0,009^2 - 0,007^2}{4} = 2,513 \cdot 10^{-5} m^3 \quad (101)$$

$$\begin{aligned} \rho_{Fe20^\circ C} &= (7,92 - 0,045 \cdot 10^{-2} \cdot T) \cdot 10^3 \\ &= (7,92 - 0,045 \cdot 10^{-2} \cdot (273,15 + 20)) \cdot 10^3 \\ &= 7788 kg/m^3 \end{aligned} \quad (102)$$

Hmotnost topného tělesa m :

$$m = \rho \cdot V = 7788 \cdot 2,51327412 \cdot 10^{-5} = 0,19573 \text{ kg} \quad (103)$$

$$c_{p289^\circ\text{C}} = 4,186(117 + 5,8 \cdot 10^{-2} \cdot (273,15 + 289) - 0,21 \cdot 10^{-4} \cdot (273,15 + 289)^2) \cdot 10^{-3} = 0,5897 \frac{\text{kJ}}{\text{kgK}} \quad (104)$$

Tepelná kapacita topného tělesa C

$$C = m \cdot c_p = 0,19573 \cdot 589,7 = 115,415 \frac{\text{J}}{\text{K}} \quad (105)$$

Časová konstanta

$$\tau = R \cdot C = 1,000000145 \cdot 10^{-5} \cdot 115,415 = 1,1542 \cdot 10^{-3} \text{ s} \quad (106)$$

Podrobnější výpočet parametrů k projektování napájecího zdroje nebyl součástí zadání.

Varianty nižšího výkonu

Pokud by byl použit zdroj stejnosměrného proudu, ze sériové výroby, jednalo by se o tandem svařecích agregátů. Nejvýkonnější svařovací zdroje mají maximální svařovací proud 657A, doba podávání tohoto výkonu je omezena zahříváním samotného svařovacího agregátu. V Tab. 11 je uveden přehled některých svařovacích agregátů na našem trhu. Pracovní svařovací napětí se pohybuje v oblasti 20-40 V, udávaná hodnota na prázdko je k zapálení oblouku, ve chvíli kdy pracovním obvodem začne procházet svařovací proud, napětí rapidně klesá na hodnotu pracovního napětí.

Tab. 11 Technické parametry svařeček

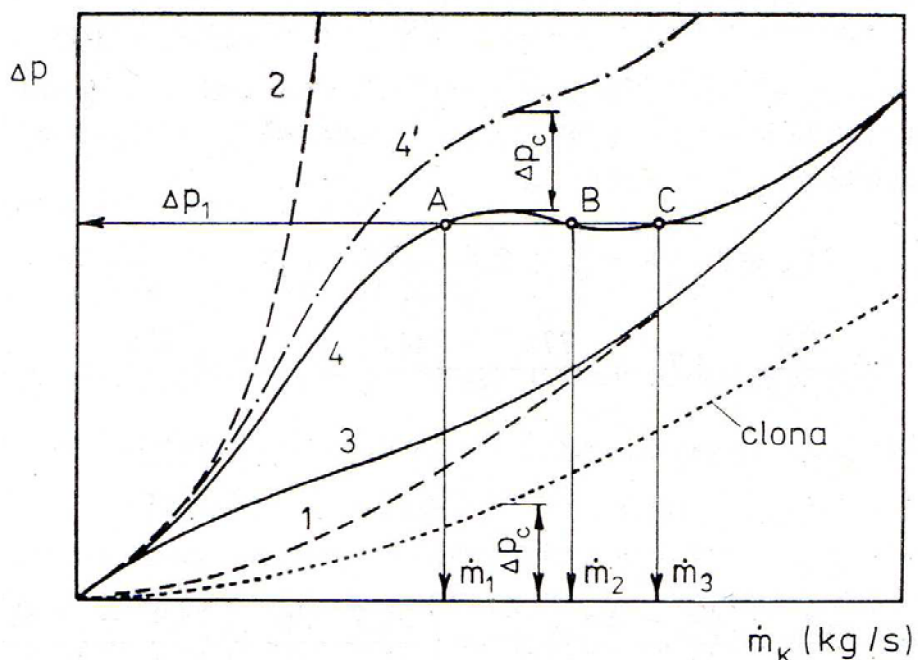
	SELCO ETG 602[39]	Fronius WTU657[38]	Telwin Elektoronithy 630 CE[37]
síťové napětí	3x230/400	3x230/400	3x230/400
Jistič	50 A	65 A	50 A
svařovací proud 60% d.c.	390A[40°C]	490A	410A [40°C]
svařovací proud 100% d.c.	300A [40°C]	380A	-
svařovací proud	30-600A	5-650A	5-600A
napětí na prázdko	90 V	75 V	60 V
váha	202 kg	268 kg	139 kg
cena 1 ks	87500Kč	nezjištěno	96550 Kč

3.4 Hydraulický výpočet

V měřicím úseku se očekává tvorba parovodní směsi o parametrech daných bilančními rovnicemi viz kapitola 3.2.1. Hydrodynamika parovodní směsi proudící kanálem je značně specifická. Vliv parní složky se projevuje především snížením hustoty po výšce kanálu, což při konstantním hmotnostním průtoku znamená podstatné zvýšení ztráty na urychlení chladiva.

Obsah páry závisí na homogenitě směsi a rozdílné rychlosti obou fází (skluz páry). Vzhledem k tomu, že hydraulické odpory závisejí na hustotě proudícího média a na dalších parametrech dvoufázového proudu, je výpočet hydraulické charakteristiky kanálu s dvoufázovým prouděním velmi komplikovaný.

Jedním z problémů dvoufázového proudění je možnost výskytu nestabilních oblastí hydraulické charakteristiky. Přibližme si tuto problematiku na charakteristice palivové kazety jaderného reaktoru.



Obr. 29 Hydraulická charakteristika kazety s dvoufázovým průtokem

Na Obr. 29 jsou křivkami 1 a 2 vyznačeny hydraulické charakteristiky jednofázového proudění. Křivka 1 zachycuje situaci s proudící vodou. Křivka 2 zachycuje stav, kdy kazetou proudí pouze pára. Neuvažujeme-li hydrostatický tlak, mají obě křivky prakticky parabolický průběh a vycházejí z počátku.

Je zřejmé, že charakteristiky kazety s dvoufázovým prouděním se nacházejí mezi těmito křivkami. Při vstupu média o teplotě výrazně nižší než je teplota sytosti a výkon kazety není velký (křivka 3), je tvorba páry malá a charakteristika se blíží křivce 1. Jestliže do kazety vstupuje kapalina na mezi sytosti a palivový článek pracuje s velkým výkonem, může nabývat charakteristika tvaru křivky 4. Určité tlakové ztrátě Δp_1 , pak odpovídají na hydraulické charakteristice 3 pracovní body A, B, C s rozdílným průtokem \dot{m}_1 , \dot{m}_2 , \dot{m}_3 a proudění je nestabilní.

Tato nestabilita se odstraňuje přidáním hydraulického odporu (například clony). Hydraulická charakteristika 4' již splňuje podmínky stability, je dána součtem charakteristiky 4 a charakteristiky vhodně zvolené clony Δp_c [1]

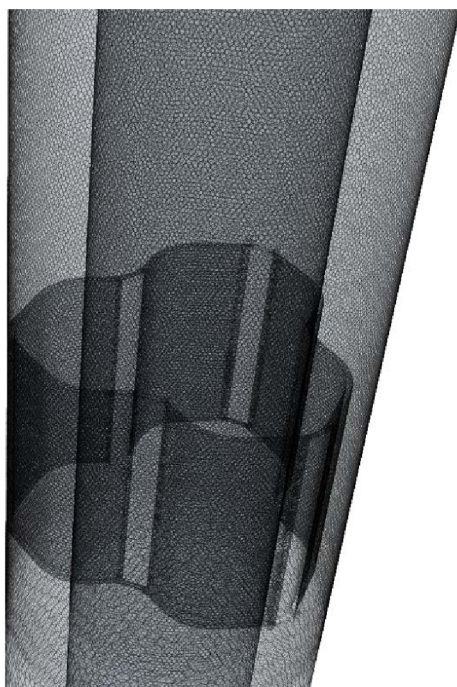
Na základě rozboru problematiky uvedené výše jsem se rozhodl k výpočtu hydraulické charakteristiky měřicího úseku pro jednofázové proudění.

3.4.1 Výpočet tlakových ztrát při jednofázovém proudění

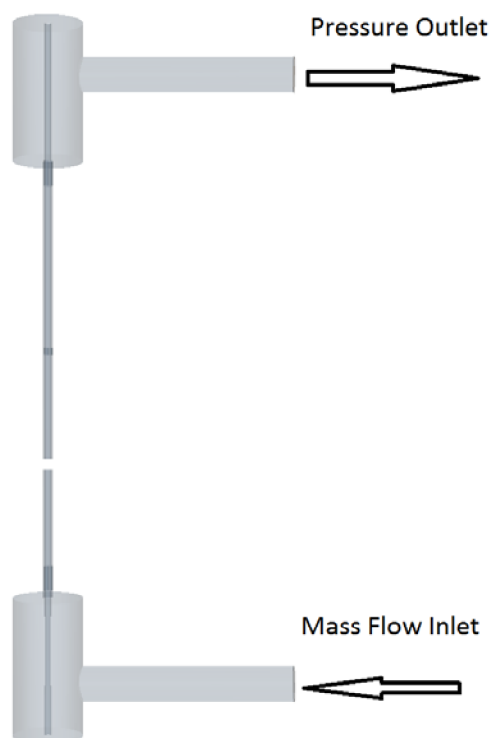
Vzhledem k složité geometrii distančních mřížek, ustalovacích úseků, vstupních a výstupních hrdel, jsem přikročil k vyšetření proudění v měřicím úseku metodou CFD modelování programem STAR-CCM++4.04.011.

Výpočetní model

V programu Inventor 2012 byl vytvořen 3D model geometrie, který byl naimportován do programu STAR-CCM++ 4.04.011, ve kterém byl opatřen objemovou výpočetní sítí čítající 4 miliony buněk. Počet elementů v modelu je rozdělen nerovnoměrně s větším zahuštěním buněk v místech distančních mřížek, vtoků a výtoků. Na Obr. 30 je zobrazeno zhuštění výpočtové sítě v oblasti distanční mřížky.



Obr. 30 Ukázka výpočetní sítě



Obr. 31 Okrajové podmínky

Okrajové podmínky a nastavení fyziky

Na ploše radiálního řezu přiváděcího potrubí byla nastavena okrajová podmínka *mass flow inlet* pro zadání průtočného množství. Průtočné množství bylo nastaveno na hodnotu 0,4774 kg/s (odpovídá $\rho w = 4500 \text{ kg/m}^2 \text{ s}$). Na ploše radiálního řezu výstupního potrubí byla nastavena podmínka *pressure outlet*. Výpočet probíhal ve stavu vypnutého topného tělesa při tlaku 2MPa a teplotě 25°C.

V nastavení fyziky byl zvolen model turbulence *K-Epsilon* ve stacionárním režimu. Z databáze materiálů byla vybrána kapalina H₂O s vlastností *Constant Density*. Výpočet probíhal do splnění konvergenčních kritérií, které byly nastaveny na úroveň 10⁻⁵.

Výsledky

Z numerické simulace byl dopočten součinitel místní tlakové ztráty ξ [-] dle vztahu (107). Výsledky jsou uvedeny v Tab. 12.

Tab. 12 Součinitel tlakových ztrát měřicího úseku

	tlaková ztráta [Pa]	součinitel hydraulické ztráty (místního odporu) ξ [-]
měřicí úsek	104297	10,272
mřížka	2889	0,2845

$$p_{\xi} = \xi \frac{\rho w^2}{2} \rightarrow \frac{\xi}{2\rho} \left(\frac{\dot{m}}{S_p} \right)^2 \rightarrow \xi = \frac{\Delta p_{\xi} 2\rho}{\left(\frac{\dot{m}}{S_p} \right)^2} \quad (107)$$

$$\xi = \frac{2889 \cdot 2 \cdot 997}{\left(\frac{0,4774}{1,060994 \cdot 10^{-4}} \right)^2} = 0,2845$$

$$S_p = \pi \frac{d_t^2 - d_p^2}{4} = \pi \frac{0,0147^2 - 0,009^2}{4} = 1,060994 \cdot 10^{-4} m^2 \quad (108)$$

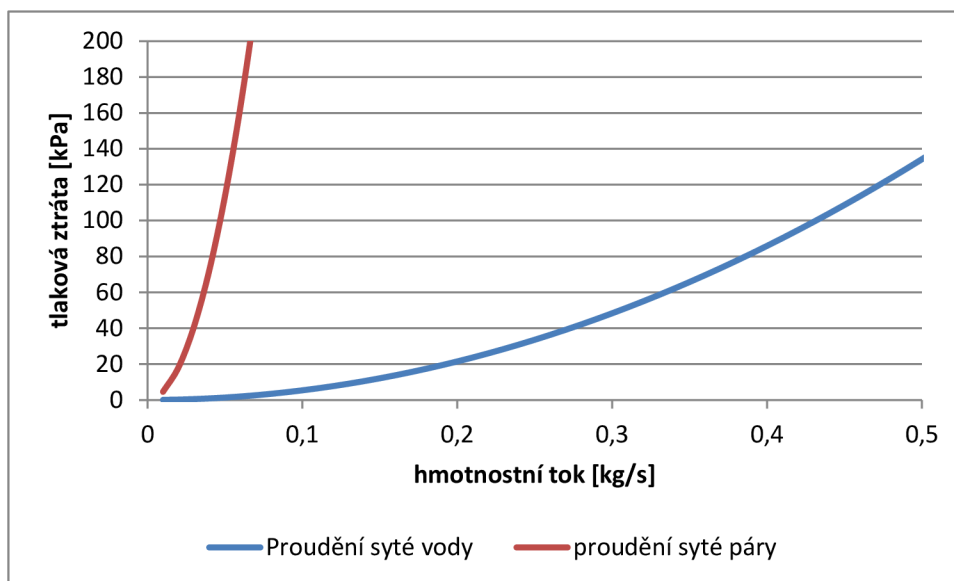
Ze znalosti součinitele místní tlakové ztráty celé trati ξ_{tr} , lze spočítat tlakovou ztrátu při zvoleném jmenovitém průtoku.

$$\Delta p_{tr} = \frac{\xi_{tr}}{2\rho} \left(\frac{\dot{m}}{S_p} \right)^2 + g\rho H \quad (109)$$

$$= \frac{10,272}{2 \cdot 997} \cdot \left(\frac{0,4774}{1,060994 \cdot 10^{-4}} \right)^2 + 9,81 \cdot 997 \cdot 1,78$$

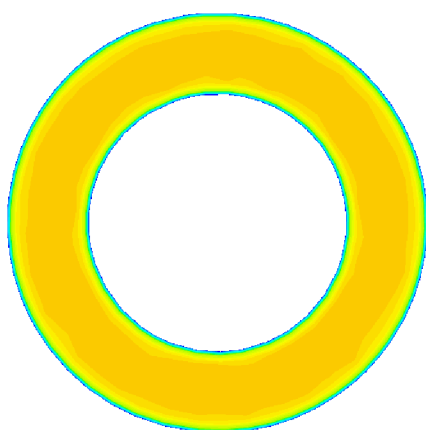
$$= 121705 Pa$$

ξ_{tr}	součinitel místních ztrát měřicího úseku
ρ	hustota vody při dané teplotě [kg/m ³]
\dot{m}	hmotnostní tok [kg/s]
S_p	průtočný průřez potrubí měřicího úseku [m ²]
g	gravitační zrychlení [m s ⁻²]
H	rozdíl výšek vstupního a výstupního potrubí [m]
d_t	vnitřní průměr skleněné trubky [m]
d_p	průměr topeného tělesa [m]

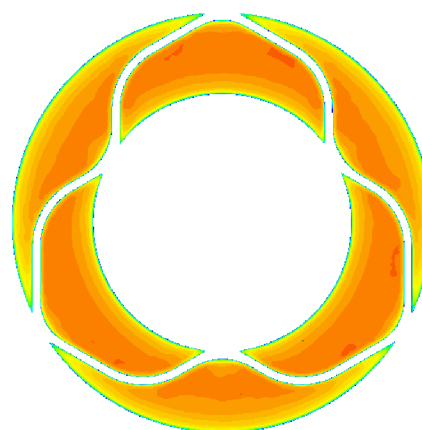


Obr. 32 Tlakové ztráty měřicího úseku

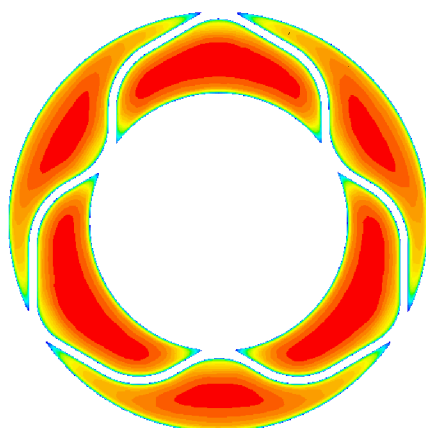
Rychlostní profil za distanční mřížkou



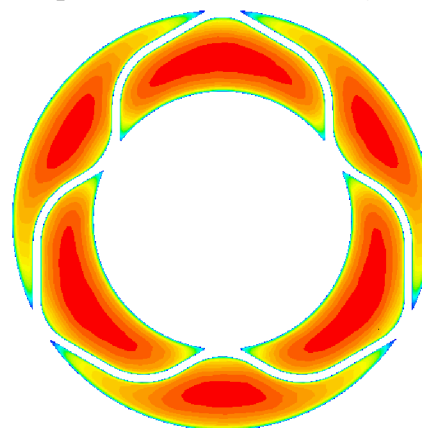
Obr. 33 Rychlostní profil proudění před distanční mřížkou



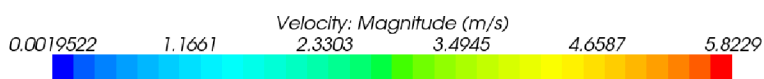
Obr. 34 Rychlostní profil proudění na počátku distanční mřížky

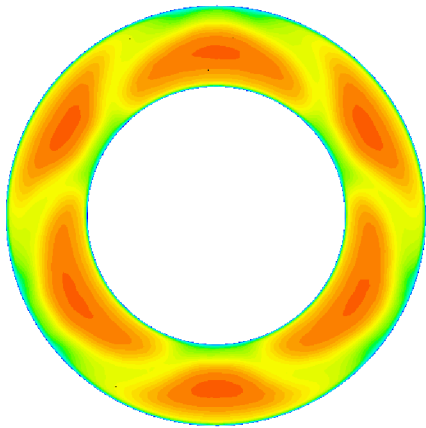


Obr. 35 Rychlostní profil proudění uprostřed distanční mřížky

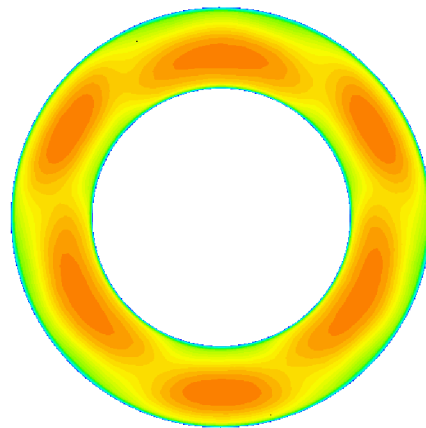


Obr. 36 Rychlostní profil proudění na konci distanční mřížky

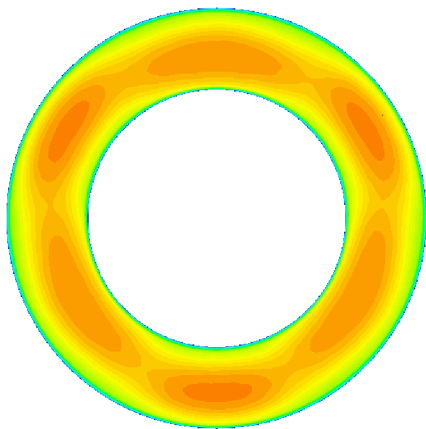




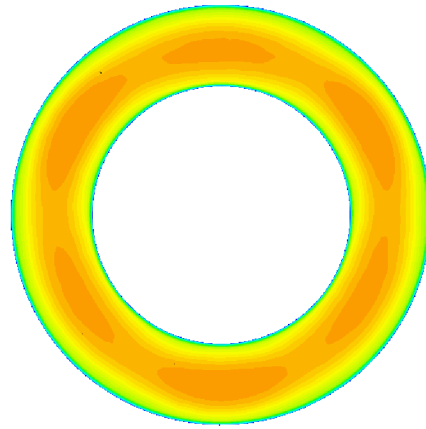
Obr. 37 Rychlostní profil proudění 5 mm za mřížkou



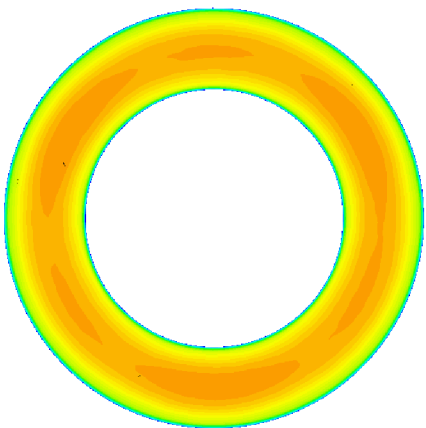
Obr. 38 Rychlostní profil proudění 20 mm za mřížkou



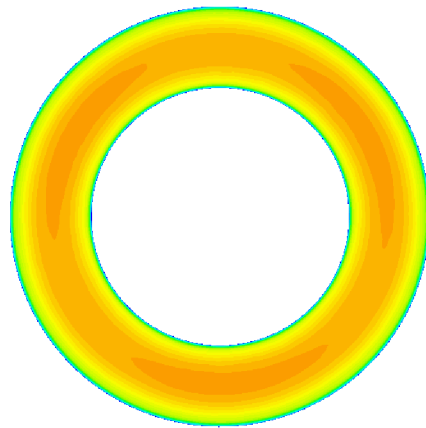
Obr. 39 Rychlostní profil proudění 40 mm za mřížkou



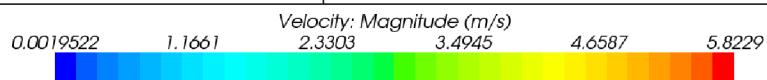
Obr. 40 Rychlostní profil proudění 80 mm za mřížkou

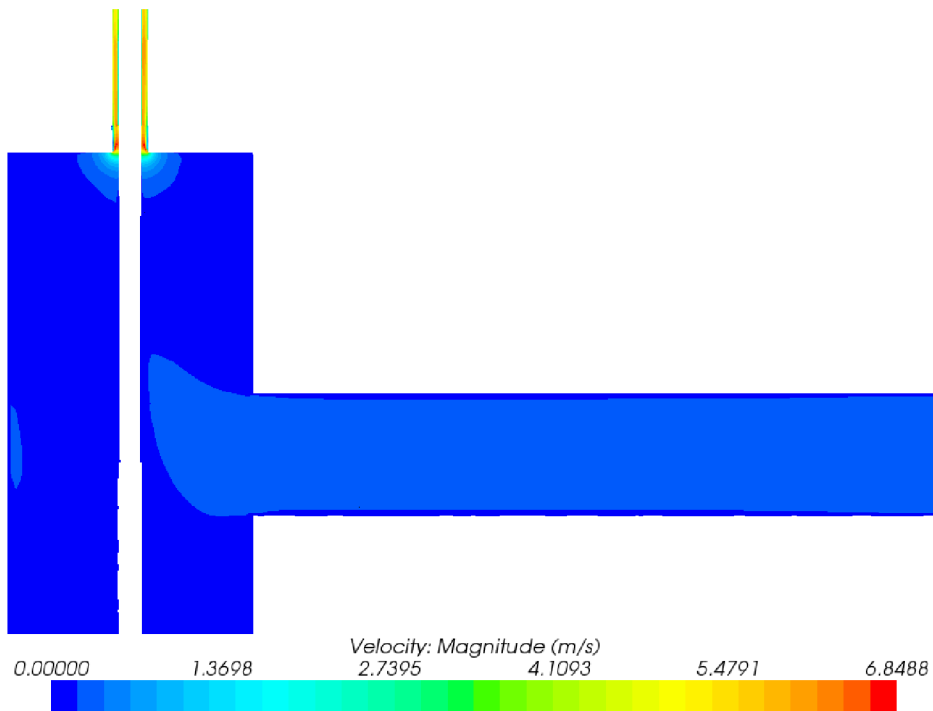


Obr. 41 Rychlostní profil proudění 140 mm za mřížkou

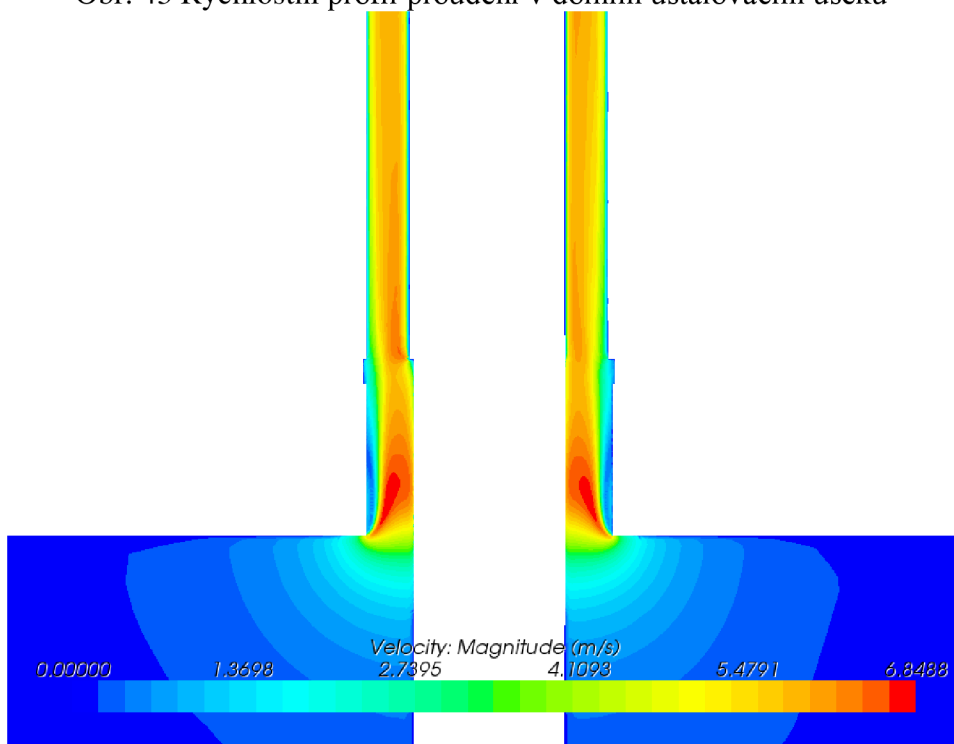


Obr. 42 Rychlostní profil proudění 220 mm za mřížkou

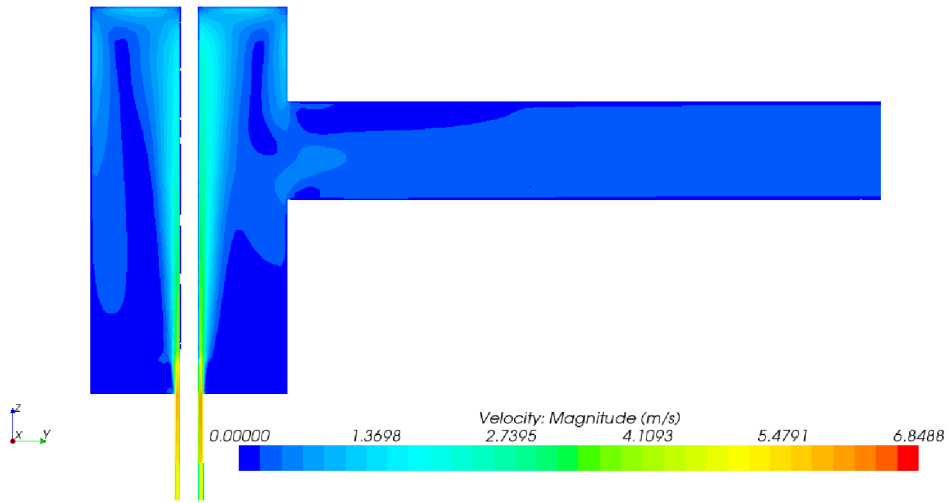




Obr. 43 Rychlostní profil proudění v dolním ustalovacím úseku



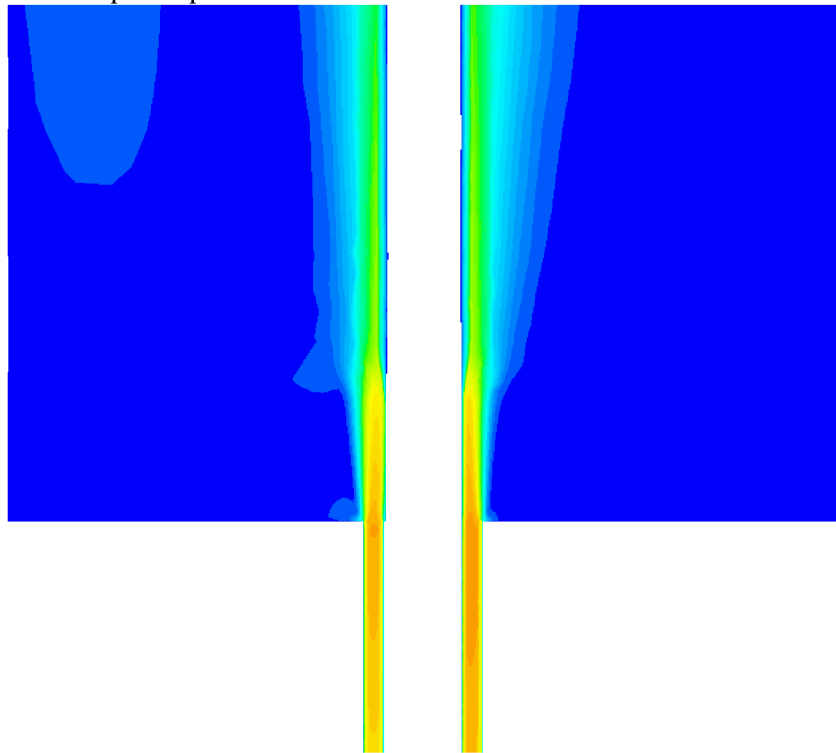
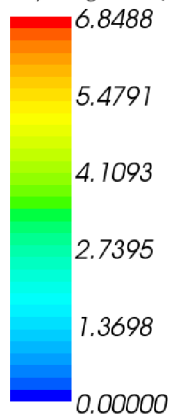
Obr. 44 Detail rychlostního profilu na vstupu do vizualizační části



Obr. 45 Rychlostní profil proudění v horním ustalovacím úseku



Velocity: Magnitude (m/s)



Obr. 46 Detail rychlostního profilu proudění v horním ustalovacím úseku

4 Konstrukční návrh

K této kapitole jsou hlavní přílohou výrobní výkresy vybraných součástí a výkres sestavení měřicího úseku trati sloužící k vizualizaci krize varu.

4.1 Topné těleso

Topné těleso bylo vyrobeno z materiálu ČSN 17246. V návrhu uvažujeme 2 varianty provedení.

- 1) První varianta o vnějším průměru 9mm tloušťce stěny 1mm a délce 1m.
- 2) Druhá varianta o vnějším průměru 9mm tloušťce stěny 0,5mm a délce 1 m

První varianta díky své vyšší pevnosti je vhodná k experimentům krize varu prvního druhu při vysokých hmotnostních průtocích.

Druhá varianta díky poloviční tloušťce stěny méně trpí teplotním namáháním, proto je vhodná v případech, kdy bychom chtěli zkoumat krizi varu při hlubokém podchlazení chladiva.

Obě varianty topného tělesa by byly dodány z podniku Škoda JS a.s., kde sloužili jako makety palivového proutku jaderného reaktoru.

4.1.1 Měření teploty povrchu trubičky $\phi 9 \times 1$ a $\phi 9 \times 0,5$

Měření teploty povrchu je zajištěno termočládky rozmístěnými na vnitřním povrchu vytápěné nerezové trubičky. Termočládky jsou připevněny k povrchu elektricky nevodivým tmelem. Vývod termočládků ústí koncem trubičky nad horním ustalovacím úsekem.

4.1.2 Dilatace topného tělesa

Dilatace topného tělesa je řešena v axiálním směru připájením spodního konce nerezové trubičky k měděnému drátu, který je připájen k měděnému lanu. Konec lana je připájen k měděnému drátu procházejícím spodním ustalovacím úsekem. Ve všech spojích je použito stříbrné pájky s ohledem na minimalizaci přechodových odporů.

V radiálním směru je případné vychýlení z osy usměrňováno distančními mřížkami Dukovanského typu. Tyto mřížky slouží i k zachytávání případného buzení od proudícího chladiva.

4.1.3 Distanční mřížky

Distanční mřížky byly přejaty z koncepce reaktoru VVER-440. Jejich rozmístění po výšce topného tělesa odpovídá rozmístění v reaktoru.

Výška distanční mřížky: 10mm, rozteč distančních mřížek: 240mm, tloušťka plechu distanční mřížky: 0,25mm.

Ve vstupním a výstupním úseku jsou umístěny distanční mřížky délky 35mm vzhledem k vyšší tuhosti a schopnosti lépe usměrňovat turbulenci chladiva.

4.2 Skleněná trubice

Sklená trubice byla volena na základě následujících kritérií:

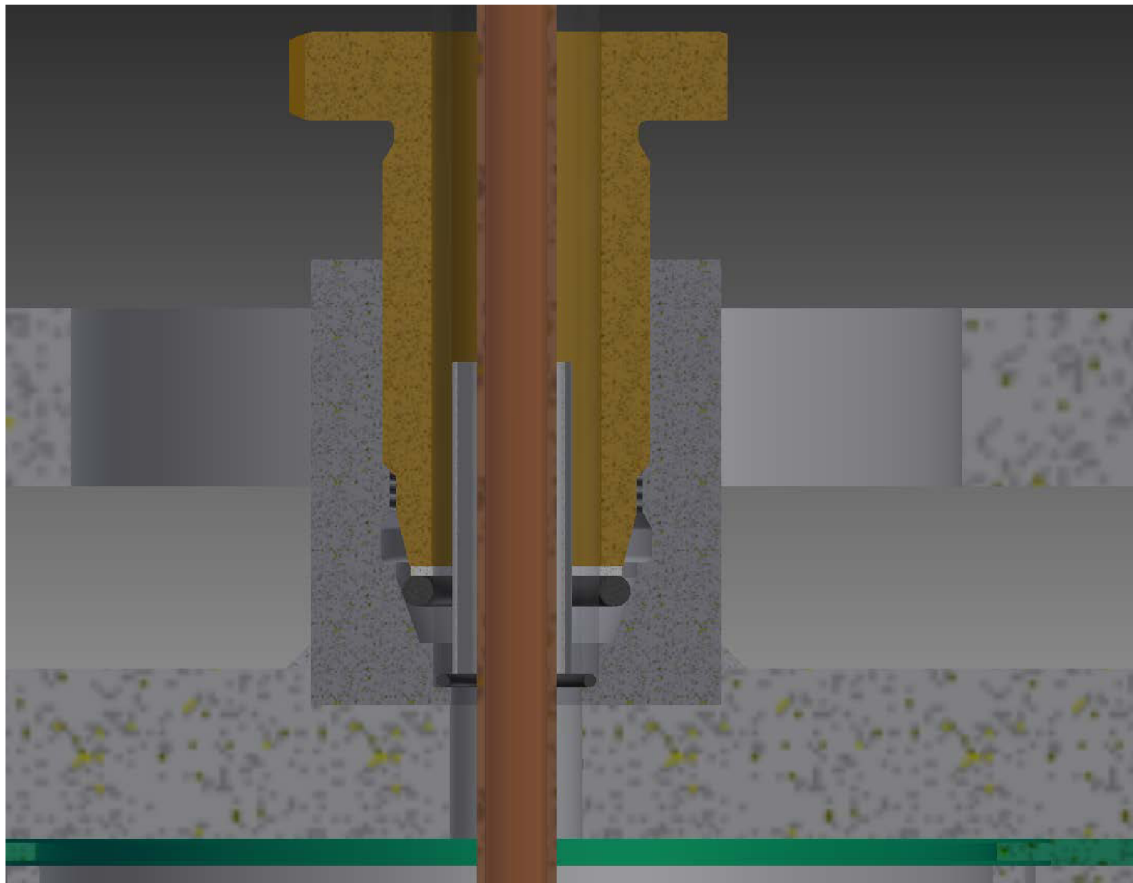
- 1) Nízká teplotní roztažnost
- 2) Odolnost vůči teplotám do 300°C
- 3) Optická čistota

- 4) Vysoká pevnost
- 5) Odolnost vůči teplotním šokům

Byla zvolena trubice z křemičitého skla, díky nejnižší tepelné roztažnosti ze všech dostupných transparentních materiálů, vnitřního průměru $\phi 14,7\text{mm}$ tloušťky stěny 2 mm. Tato trubice má provozní tlak 2MPa, firmou Škoda byla zatěžována při tlakové zkoušce tlakem až 3MPa [40]

4.2.1 Těsnění skleněné trubice

Skleněná trubice je těsněna po obvodu deformací O kroužku 18,64x3,53 FPM80 (DIN 3770) v kuželové spáře přítlačným šroubem jak je vidět na Obr. 47. Spára mezi přítlačným šroubem a skleněnou trubicí je následně při provozu vyplněna vysokoteplotním silikonem Superflex® Red High Temp RTV.



Obr. 47 Těsnění skleněné trubice

4.2.2 Uložení skleněné trubice

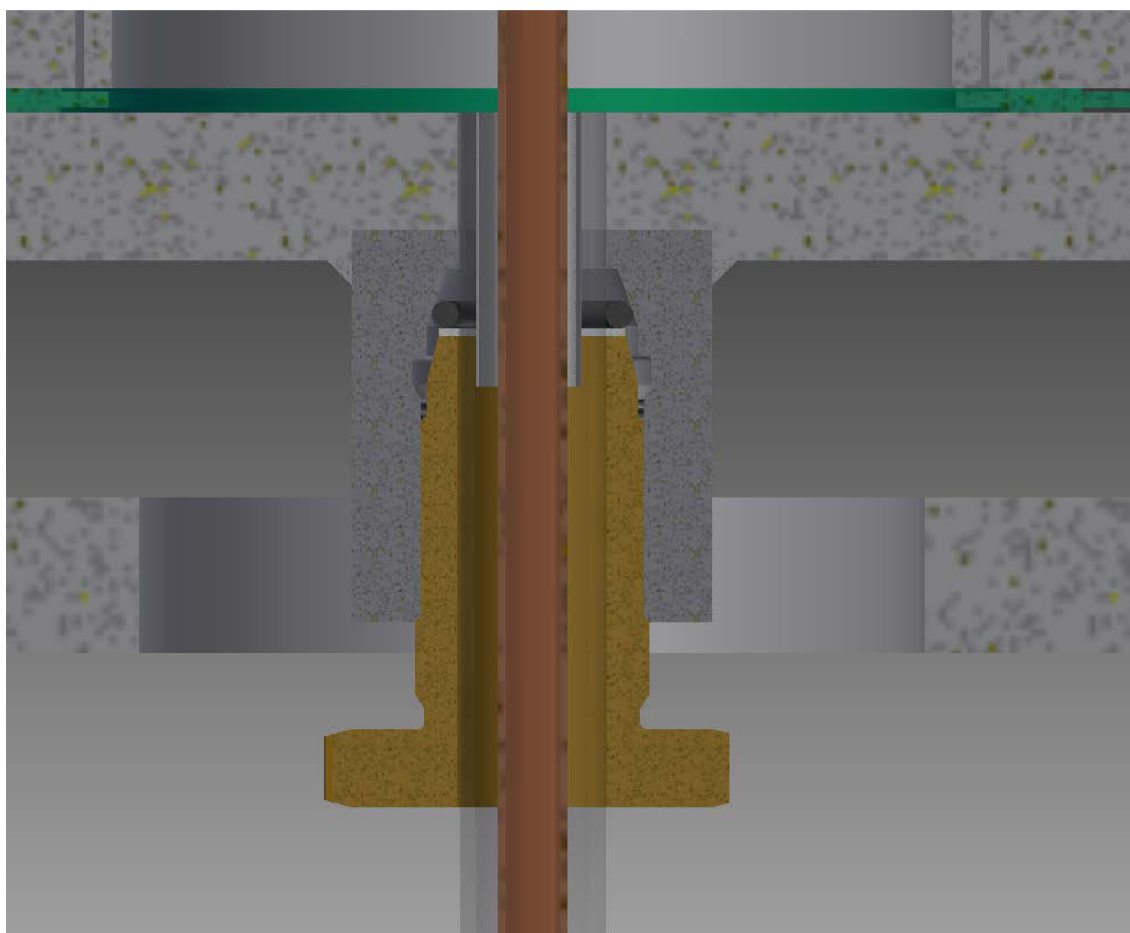
Konec skleněné trubice je na spodním konci opřen o O-kroužek 15x1,5 FPM (DIN 3770), jak je vidět na Obr. 47. Vzhledem k nedokonalosti čela skleněné trubice by se mohli, při kontaktu konce skleněné trubice s maticí příruby, generovat nepřipustné napětí, proto vsazujeme mezi kontakt obou ploch O-kroužek. V horní části je skleněná trubice umožněna dilatace do ustalovacího úseku Obr. 48.

4.2.3 Přítlačný šroub

Přítlačný šroub je vyroben z mosazi vzhledem k zajištění snadnější rozebíratelnosti. Těsní skleněnou trubici deformací O-kroužku přes teflonovou podložku, která zamezuje poškození O-kroužku.

4.2.4 Možnost záměny skleněné trubice

Při potřebě experimentů s jinou průřeznou plochou experimentálního kanálu, lze zaměnit výše popisovanou skleněnou trubici za jinou. Změna geometrie obnáší i současnou výměnu přírub s těsnícími maticemi a přítlačných šroubů za adekvátní danému průměru skleněné trubice.



Obr. 48 Uložení horního konce skleněné trubice

4.3 Ustalovací úsek

Chladící kapalina vstupuje do vizualizační části ustalovacím úsekem o průměru DN 100. Tento průměr byl volen s ohledem na dostatečné zpomalení proudu a stabilizaci proudění před vstupem do mezikruhového kanálu. Do trubky DN100 PN40 je vyhotoven otvor na, který je navařeno přírodní potrubí DN 50. Tloušťky stěn jsou voleny pro třídu tlaku PN 40 dle ČSN 130010.

Na potrubí 100 DN jsou přivařeny dvě násuvné příruby s krkem dle normy ČSN EN 1092-1. Na tyto příruby se těsní horní příruby s navařenými maticemi pro těsnění skleněné trubice a napájecích vodičů topného tělesa.

Těsnění přírub je řešeno spirálově vinutým těsněním SPIRATEM 123 s teflonovou těsnící výplní.

Těsnící tlak na příruby vyvozuje 8 šroubů M20. Montáž k nosné konstrukci zajišťuje čtveřice prodloužených šroubů, které procházejí přírubou těsnící skleněnou trubicí, až k nosné desce. Při montáži se povolováním a utahováním matic šroubů, zajišťuje souosost ustalovacích úseků, která je nezbytná k těsnění skleněné trubice.

4.4 Nosná konstrukce

Podrobné řešení nosné konstrukce nebylo součástí této práce.

5 Závěr

Krize varu je dodnes ne zcela prozkoumaným fyzikálním dějem. K jejímu lepšímu pochopení u studentů VUT by mělo posloužit experimentální zařízení, řešené v této práci.

Komplexnost řešení experimentálního zařízení přesahuje hranice jednotlivých oborů, proto se předpokládá navázání spolupráce s Ústavem výkonové elektrotechniky a elektroniky FEKT a Ústavem automatizace a informatiky FSI .

Volba pracovních parametrů zařízení je limitována dostupnými materiály a výší rozpočtu experimentu. Při návrhu experimentální trati, narážíme na množství specifických požadavků, které nesplňuje žádný sériově vyráběný produkt. Tyto nestandardní díly značně prodražují experimentální zařízení. Součástí nejmarkantněji ovlivňující parametry zařízení je zdroj stejnosměrného proudu. Od jeho velikosti se odvíjí všechny další parametry, krom tlaku, v experimentálním zařízení. Tlak je určován parametry skleněné trubice.

Vizualizace krize varu za nízkých tlaků je zvláštní velkým měrným objemem syté páry, který vede k značné tlakové ztrátě, při výskytu dvoufázového proudění. Tento aspekt bude zásadně ovlivňovat průběh experimentů. Dvoufázové proudění za nízkých tlaků je mnohem více náchylné k nestabilitám.

V práci byl spočten koeficient tlakové ztráty měřícího úseku, definující hydraulickou charakteristiku při jednofázovém proudění.

V práci je nastíněno řešení i pro zařízení s nižším maximálním výkonem, které by přinášelo nižší pořizovací náklady.

Při navrhování jednotlivých součástí byl volen konzervativní přístup dle norem ČSN EN.

6 Použitá literatura

- [1] HEŘMANSKÝ, Bedřich. Termomechanika jaderných reaktorů. 1. vyd. Praha: SNTL, 1986, 434 s.
- [2] Intel: Products. Inside Intel [online]. 2012 [cit. 2012-04-27]. Dostupné z: [http://ark.intel.com/products/65719/Intel-Core-i7-3770-Processor-\(8M-Cache-up-to-3_90-GHz](http://ark.intel.com/products/65719/Intel-Core-i7-3770-Processor-(8M-Cache-up-to-3_90-GHz)
- [3] ŠEN, Hugo. Jaderná energetika LJE [intranet VUT]. 2008 [cit. 2012-3-01]. Přednášky k předmětu LJE – Jaderná energetika
- [4] BURKET, Daneš. Palivové vsázky se zdokonaleným palivem na Jaderné elektrárně Dukovany [online]. Praha, 2003. 214 s. Dizertační práce. ČVUT v Praze, Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská. Dostupné z WWW: <<http://danes.burket.cz/files/burketdp.pdf> >.
- [5] "Nuclear power in China". Information Papers: Country Briefings. World Nuclear Association (WNA). June 2008. Retrieved 2009-12-16. dostupné z <http://world-nuclear.org/info/inf63.html>
- [6] Westinghouse [online]. 2012 [cit. 2012-05-25]. Dostupné z: <http://www.westinghousenuclear.com/>
- [7] TVEL [online]. 2012 [cit. 2012-05-25]. Dostupné z: http://www.tvel.ru/wps/wcm/connect/tvel/tvelsite.eng/resources/8b8b638047fdce049ce5ddc33fdd9f8b/brochure_nuclea_eng.pdf
- [8] BUONGIORNO, Jacopo. ASSOCIATE PROFESSOR OF NUCLEAR SCIENCE AND ENGINEERING. BWR Description [online]. 2012 [cit. 2012-05-25]. Dostupné z: http://ocw.mit.edu/courses/nuclear-engineering/22-06-engineering-of-nuclear-systems-fall-2010/lectures-and-readings/MIT22_06F10_lec06b.pdf
- [9] Boiling water reactor simulator: Workshop Material. Vienna: IAEA, 2005. ISSN 1018-5518. Dostupné z: http://www-pub.iaea.org/MTCD/publications/PDF/tcs-23_2nd_web.
- [10] STELLER, S.M. Current status and future technical and economic potential of light water reactors. New Yourk: U.S. Government Printing Office, 1968.
- [11] MATAL, Oldřich a Hugo ŠEN. Jaderná zařízení a jejich bezpečnost. 1. vyd. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2011, 174 s. Učební texty vysokých škol (Vysoké učení technické v Brně). ISBN 978-80-214-4349-5.
- [12] SPILKA, Petr Spilka. Dukovany plus, 4 x 500MW. ČEZ. Amic [online]. 2012, 26.04.2012 [cit. 2012-05-25]. Dostupné z: <http://www.amic.cz/tiskove-stredisko/cez/tiskove-zpravy/dukovany-plus-4-x-500mw/>

- [13] GALLAGHER, W.J. High Power densities in Water Reactors – economic and technical bases, Reactor and Fuel – Processing Technology, 12,1968/69,No1.
- [14] INCROPERA, Frank P. Fundamentals of heat and mass transfer. 5th ed. New York: J. Wiley, c2002, xix, 981 s. ISBN 04-713-8650-2.
- [15] KJAERHEIM, G. Heat transfer as Limiting Factor in Water-Cooled Nuclear Reactors, Nuclear Engineering and Design , Volume 21 (1972)., No 2 .
- [16] HEWITT, G.F. a D.M. ROBERTA. Studies of Two – Phase Flow Patterns by simultaneous X- ray and Flash Photography, AERE- 11 2159 (1969) .
- [17] BENNETT, HEWITT, KEARSEY, KEARSEY, LACEY. Flow Visualization Studies of Boiling at High Pressure, Proc. Inst. Mech. Eng. 180 (Part 3c,1965-66),260s.
- [18] ZIPFEL, Theodor. *Příspěvek k problematice krize varu při nuceném proudění parovodní směsi ve vodorovných trubkách*. Brno, 1979. Kandidátská disertační práce. Vysoké učení technické v Brně. Vedoucí práce Vladimír Libich.
- [19] PAVELEK, Milan. *Termomechanika*. Vyd. 3. přeprac. /. Brno: Akademické nakladatelství CERM, 2003, 284 s. ISBN 80-214-2409-5.
- [20] JÍCHA, Miroslav. *Přenos tepla a látky*. 1. vyd. Brno: CERM, 2001, 160 s. ISBN 80-2142029-4
- [21] VOLUME EDITORS, Young I. *Advances in Heat Transfer*. Oxford: Academic Pr, 2011. ISBN 978-0-12-381529-3.
- [22] DRÁBKOVÁ, Sylva. *Mechanika tekutin*. Ostrava: Vysoká škola báňská - Technická univerzita, 2007. ISBN 978-80-248-1508-4.
- [23] CHEN, C.N., J.T. Han, T.C. Jen, L. Shao, Dry-out CHF correlation for R134a flow boiling in a horizontal helically-coiled tube, International Journal of Heat and Mass Transfer, Volume 54, Issues 1–3, 15 January 2011, Pages 739-745, ISSN 0017-9310 (http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0017931010005065)
- [24] BARNETT,P.G., The scaling of Forced Convection Boiling Heat Transfer, AEEW-R 134, Winfrith, UKAEA, 1963
- [25] GRIFFITH,P., A Dimensional Analysis of the Departure from Nucleate Boiling Heat Flux in Forced Convection, WAPD – TM – 210, 1959
- [26] FRANK, Th. P.J. ZWART, E. KREPPER, H.-M. PRASSER, D. LUCAS, Validation of CFD models for mono- and polydisperse air–water two-phase flows in pipes, Nuclear Engineering and Design, Volume 238, Issue 3, March 2008, Pages 647-659, ISSN 0029-5493. Dostupné z : http://www.sciencedirect.com /science/article/pii/S0029549307003573

- [27] MIMOUNI, S., F. ARCHAMBEAU, M. BOUCKER, J. LAVIÉVILLE a C. MOREL. A Second-Order Turbulence Model Based on a Reynolds Stress Approach for Two-Phase Flow Part I: Adiabatic Cases. Science and Technology of Nuclear Installations [online]. 2009, roč. 2009, s. 1-14 [cit. 2012-05-21]. ISSN 1687-6075. DOI: 10.1155/2009/792395. Dostupné z: <http://www.hindawi.com/journals/stni/2009/792395/>
- [28] TONG,L.S., *Boiling Critical Heat Flux/* AEC Critical Review-Series, TID-25887, USAEC 1972
- [29] Correlation of Critical Heat Flux in Bundle Cooled by Pressurized Warer, Babcock a Wilcox Topical Report BAW-10000A, May 1976
- [30] FROHBERG, Martin G, Gregor BLOCH, Influence of Turbulence and Secondary Flow on the Subcooled Flow Boiling in characteristic Reactor Configurations.. Lehrstuhl für Thermodynamik [online]. [cit. 2012-05-22]. Dostupné z: http://www.td.mw.tum.de/tum-td/de/forschung/themen/subcooled_flow_boiling
- [31] ROBINAIR ROB34750 50 Lb. R-134a A/C Tank. Nextag [online]. 2012 [cit. 2012-05-22]. Dostupné z: <http://www.nextag.com/Robinair-ROB34750-50-Lb-86971482/prices-html>
- [32] ŠORIN, S. N., Sdílení tepla. Praha: SNTL,1968
- [33] AB SANDVIK MATERIALS TECHNOLOGY. Kanthal [online]. 2012 [cit. 2012-05-23]. Dostupné z: <http://www.kanthal.com/>
- [34] EPRONA. Podnikové stránky [online]. 2012 [cit. 2012-05-24]. Dostupné z: <http://www.eprona.cz/>
- [35] AXIMA. Podnikové stránky [online]. 2012 [cit. 2012-05-24]. Dostupné z: <http://www.axima.cz/>
- [36] doc. Ing. Pavel Vorel, Ph.D. - ústní sdělení (docent UVEE FEKT VUT, Technická 3058/10, Královo Pole, 61600, Brno,) dne 20. března 2012
- [37] TELVIN. Stránky produktu [online]. 2012 [cit. 2012-05-24]. Dostupné z: <http://www.alfin-trading.cz/telwin/trafosvarecka-telwin-elektronithy-630-ce>
- [38] FRONIUS. Stránky produktu [online]. 2012 [cit. 2012-05-24]. Dostupné z: http://www.fronius.com/cps/rde/xchg/SID-630FB8C4-E148CDD7/fronius_ceska_republika/hs.xsl/29_1080.htm
- [39] SELCO. Stránky produktu [online]. 2012 [cit. 2012-05-24]. Dostupné z: [http://www.selco.cz/ETG-602-\(pouze-na-zvlastni-objednavku\)__s162x210.html](http://www.selco.cz/ETG-602-(pouze-na-zvlastni-objednavku)__s162x210.html)
- [40] Ing. Václav Bláha, CSc – ústní sdělení (FS / Technická 4, 166 07 Praha 6) dne 2. května 2012

7 Seznam použitých zkratek a symbolů

značka	jednotka	Popis
CFD		computational fluid dynamics
PWR		pressurized water reactor-tlakovodní reaktor
BWR		boiling water reactor- varný reaktor
VVER		vodo-vodnní energetický reaktor
AP-1000		tlakovodní reaktor
AZ		aktivní zóna
CFD		computational fluid dynamics
PWR		pressurized water reactor-tlakovodní reaktor
MDNBR		minimum departure from nucleate boiling ratio
MCHFRR		minimum critical heat flux ratio
DNB		Departure from Nucleate Boiling
CHF		Critical heat flux
ONB		Onset of Nucleate Boiling
$\bar{\rho}_m$	kgm ⁻³	místní střední hustota
Σ_f	m ⁻¹	makroskopický účinný průřez pro štěpení
E_f	J	energie získaná rozštěpením jednoho jádra
J_0		Besselova funkce nultého řádu
T_∞	K	teplota prostředí
T_w	K	teplota stěny
φ_0	m ⁻² s ⁻¹	maximální hustota toku neutronů v aktivní zóně
$\bar{\rho}$	kgm ⁻³	Střední hustota parovodní směsi
μ	kg s ⁻¹ m ⁻¹	dynamická viskozita
b_{kr}		kritický tepelný poměr q_{kr}/q
Bo		Bondovo číslo
c_p	J kg ⁻¹ K ⁻¹	tepelná kapacita
D_e	m	ekvivalentní tepelný průměr
Dh	m	hydraulický průměr
f	m ²	celkový průřez kanálu
fk	m ²	část průřezu kanálu zaplněná kapalnou fází
Fo		Fourierovo číslo
fp	m ²	část průřezu kanálu zaplněná parní fází
Fr		Froudeho číslo
g	ms ⁻²	gravitační zrychlení
G_k	kgm ⁻² s ⁻¹	hmotové průtočné množství kapaliny

G_p	$\text{kgm}^{-2}\text{s}^{-1}$	hmotové průtočné množství páry
Gr		Grasshoffovo číslo
i	kJkg^{-1}	entalpie
i'	kJkg^{-1}	entalpie vody na mezi sytosti
i _c	kJkg^{-1}	celková entalpie
Ja		Jakobovo číslo
K_{eng}		inženýrský koeficient pro entalpii
K_i		koeficient nerovnoměrnosti pro entalpii
K_k		koeficient nerovnoměrnosti výkonu v souboru
K_N		koeficient stanovený pro tepelný tok
K_q		maximální tepelný tok v horkém kanálu/střední tepelný tok v aktivní zóně
K_q		koeficient nerovnoměrnosti tepelného toku
K_r		nerovnoměrnost výkonu po poloměru aktivní zóny
K_r		koeficient nerovnoměrnosti výkonu pal. Proutku $K_r = K_k * K_s$
K_s		radiální koeficient nerovnoměrnosti ve výkonu pal. souborů
K_V		celkový faktor horkého kanálu pro rozdělení výkonu
K_z		nerovnoměrnost výkonu po výšce aktivní zóny
l	m	charakteristický rozměr
n_{kr}		výkonová rezerva do krize varu P_{kr}/P
Nu		Nusseltovo číslo
P	W	výkon
p	Pa	tlak
Pe		Pecletovo číslo
q	Wm^{-2}	měrný tepelný tok
Q	W	teplo generované ve vodiči
q_{lin}	kWm^{-1}	lineární tepelný výkon
q_v	Wm^{-3}	objemový vývin tepla
r	kJkg^{-1}	výparné teplo
R	Ω	odpor
Ra		Rayleighovo číslo
Re		Reynoldsovo číslo
S		skluzový poměr
S	m^2	obsah
T _c	K	teplota chladiva
T _{sat}	K	teplota sytosti
T _Z	K	teplota povrchu
u	ms^{-1}	x-ová složka rychlosti
U	V	napětí
v	ms^{-1}	rychlost
v	ms^{-1}	y-nová složka rychlosti

V	m^3	objem
vG	$m^3 s^{-1}$	celkové objemové průtočné množství chladiva
vG _k	$m^3 s^{-1}$	objemové průtočné množství kapalné fáze
vG _p	$m^3 s^{-1}$	objemové průtočné množství parní fáze
We		Weberovo číslo
w _k	ms^{-1}	rychlost kapalné fáze
w _p	ms^{-1}	rychlost parní fáze
X		průtočný hmotový obsah páry
α	$Wm^{-2}k^{-1}$	součinitel přestupu tepla
β	K^{-1}	objemová roztažnost
β		průtočný objemový obsah páry
δ	°	stykový úhel bubliny mezi kapalnou fází a pevným povrchem
ΔT	K	teplotní rozdíl v tekutině
ΔT _e	K	nedohřátí kapaliny vzhledem k T _{sat}
ΔT _{ZC}	K	rozdíl teploty chladiva a pokrytí
ν	$m^2 s^{-1}$	kinetická viskozita
ξ		součinitel místní tlakové ztráty
π		bezrozměrné kritérium
ρ	$kg m^{-3}$	hustota
ρ	$(\Omega mm^2)m^{-1}$	rezistivita
σ	$N m^{-1}$	povrchovému napětí
φ		Podíl páry
a	$m^2 s^{-1}$	součinitel teplotní vodivosti (tepelná difuzivita) $a = \lambda / (c\rho)$
ζ		relativní axiální souřadnice z/H
λ	$W m^{-1}K^{-1}$	tepelná vodivost
ρw	$kg m^{-2} s^{-1}$	měrný hmotnostní tok
τ	s	časová konstanta
φ	$m^{-2} s^{-1}$	neutronový tok
ϑ	kWm^{-1}	integrální tepelná vodivost

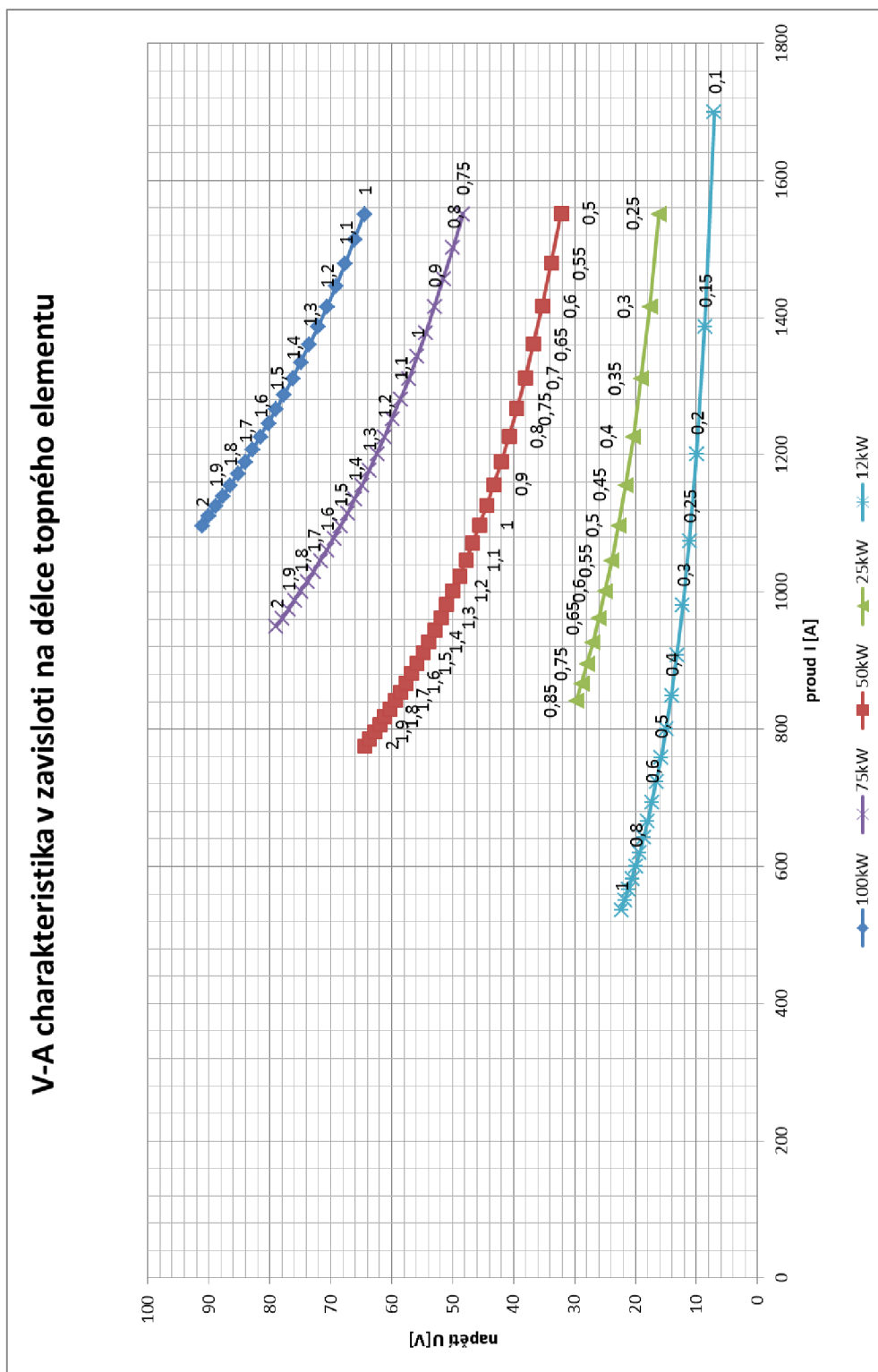
8 Seznam použitých indexů

značka	Popis
k	kapalina
p	pára
l	liquid
vst	vstupní
G	gas
t	tepelný
h	hydraulický
n	nerovnoměrný
kr	kritický
lin	lineární
c	celkový
p	povrch
o	otvor
tr	trať

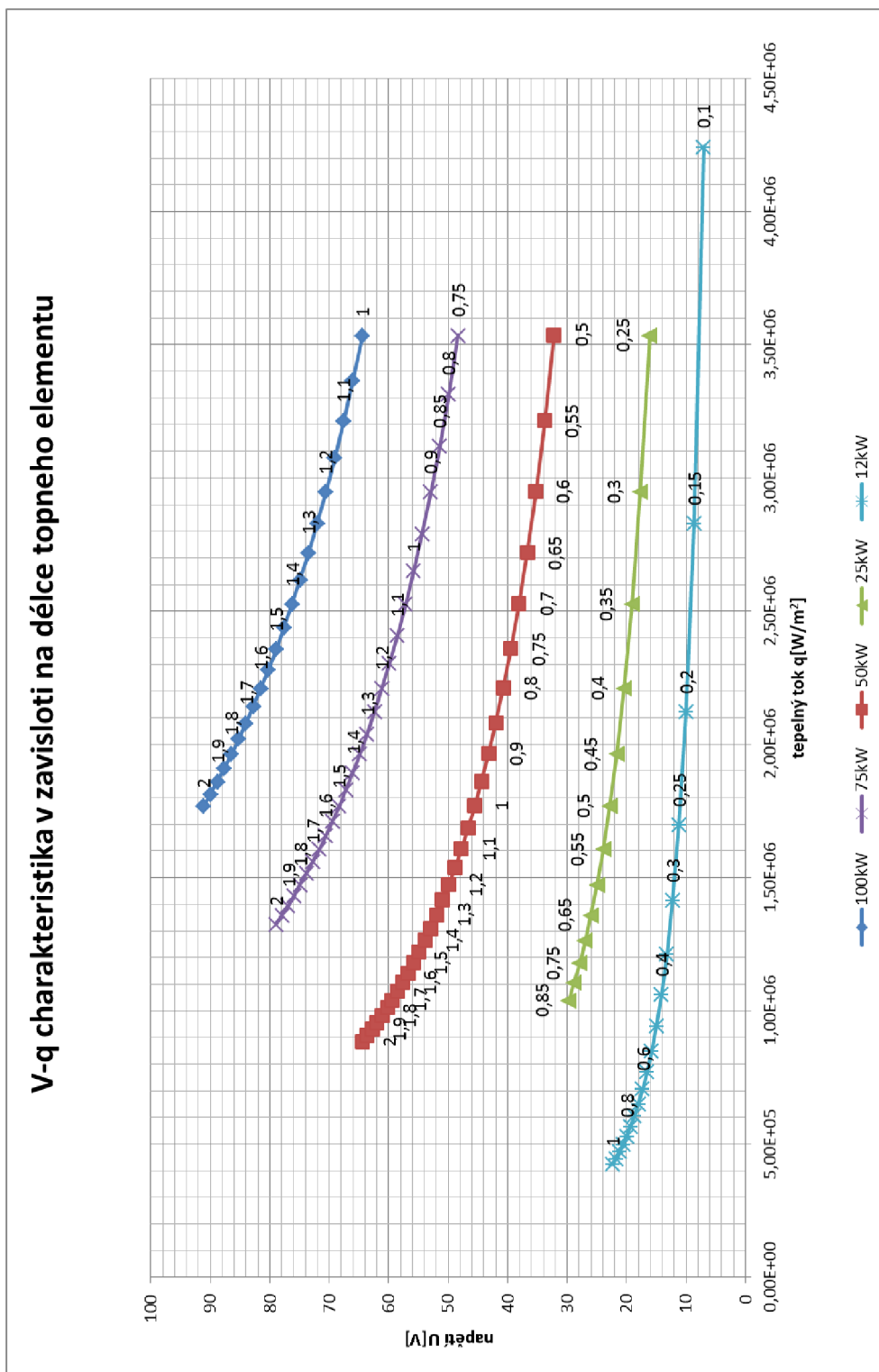
9 Přílohy

9.1 Volt-Ampérové charakteristiky

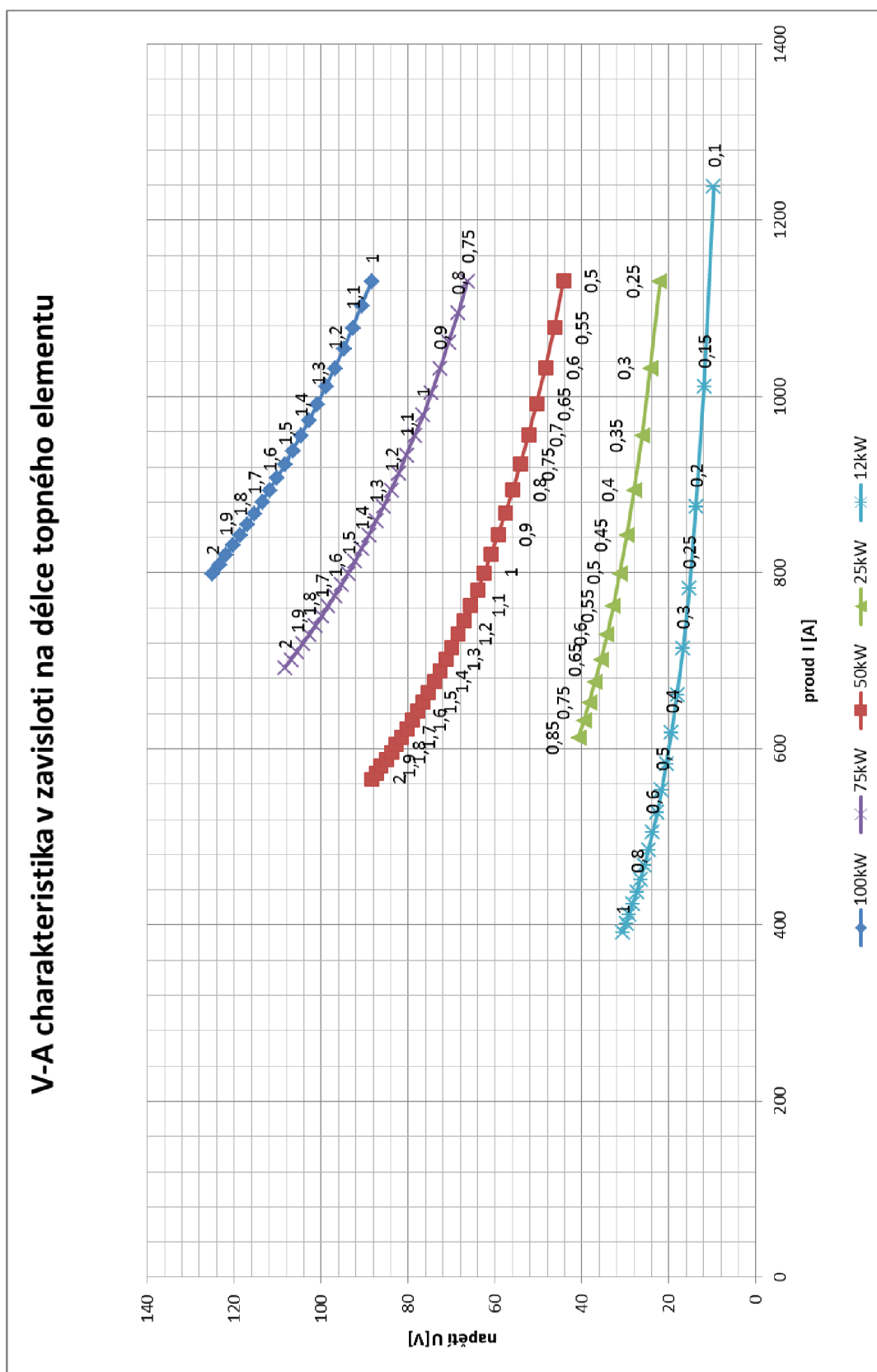
Volt-Ampérová charakteristika konstantního výkonu v závislosti na délce topné trubky $\phi 9 \times 1 \text{ mm}$ pro teplotu vodiče 230°C



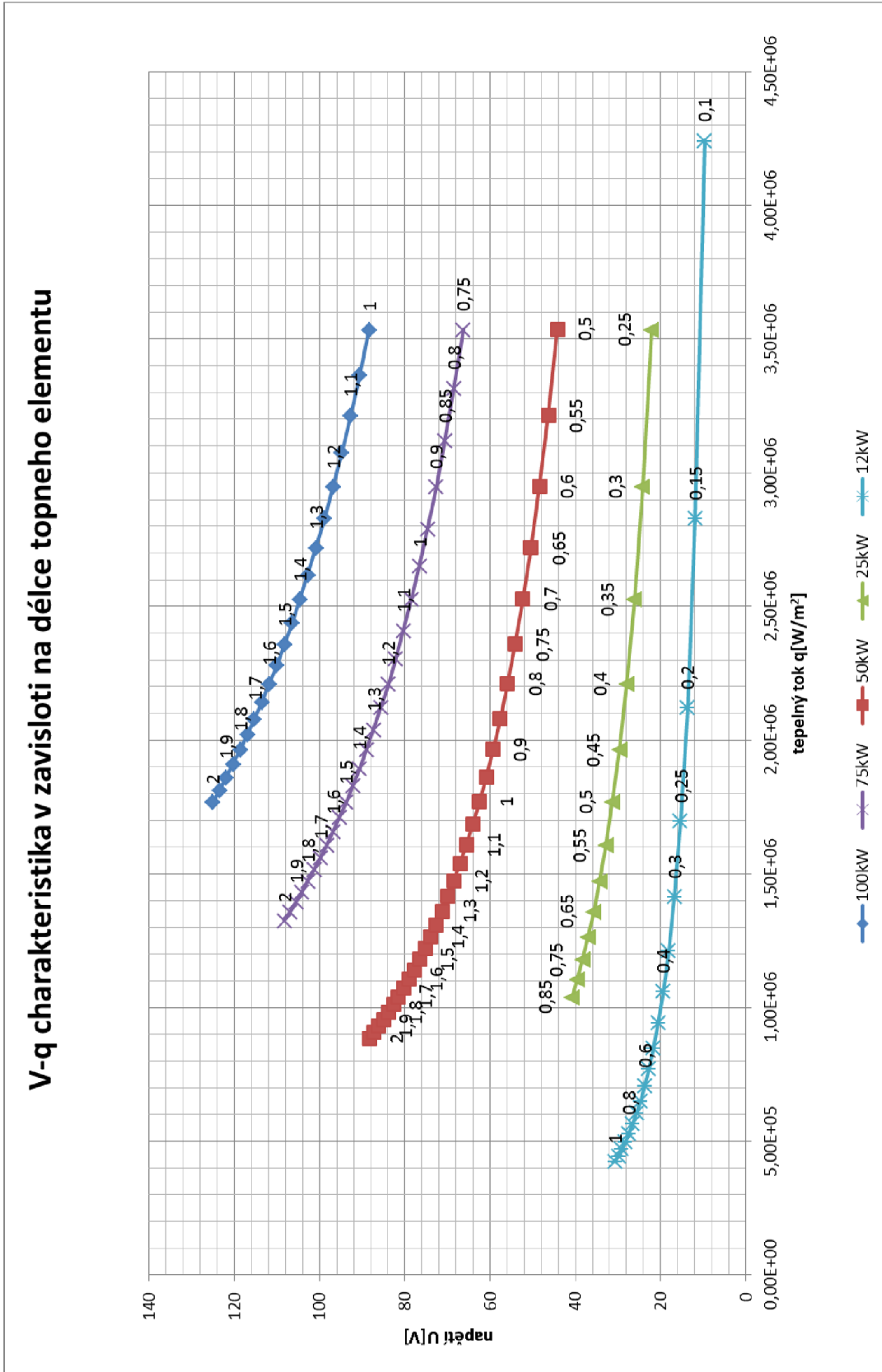
Závislost měrného tepelného toku na napětí a délce topné trubky $\phi 9 \times 1 \text{ mm}$ pro teplotu vodiče 230°C



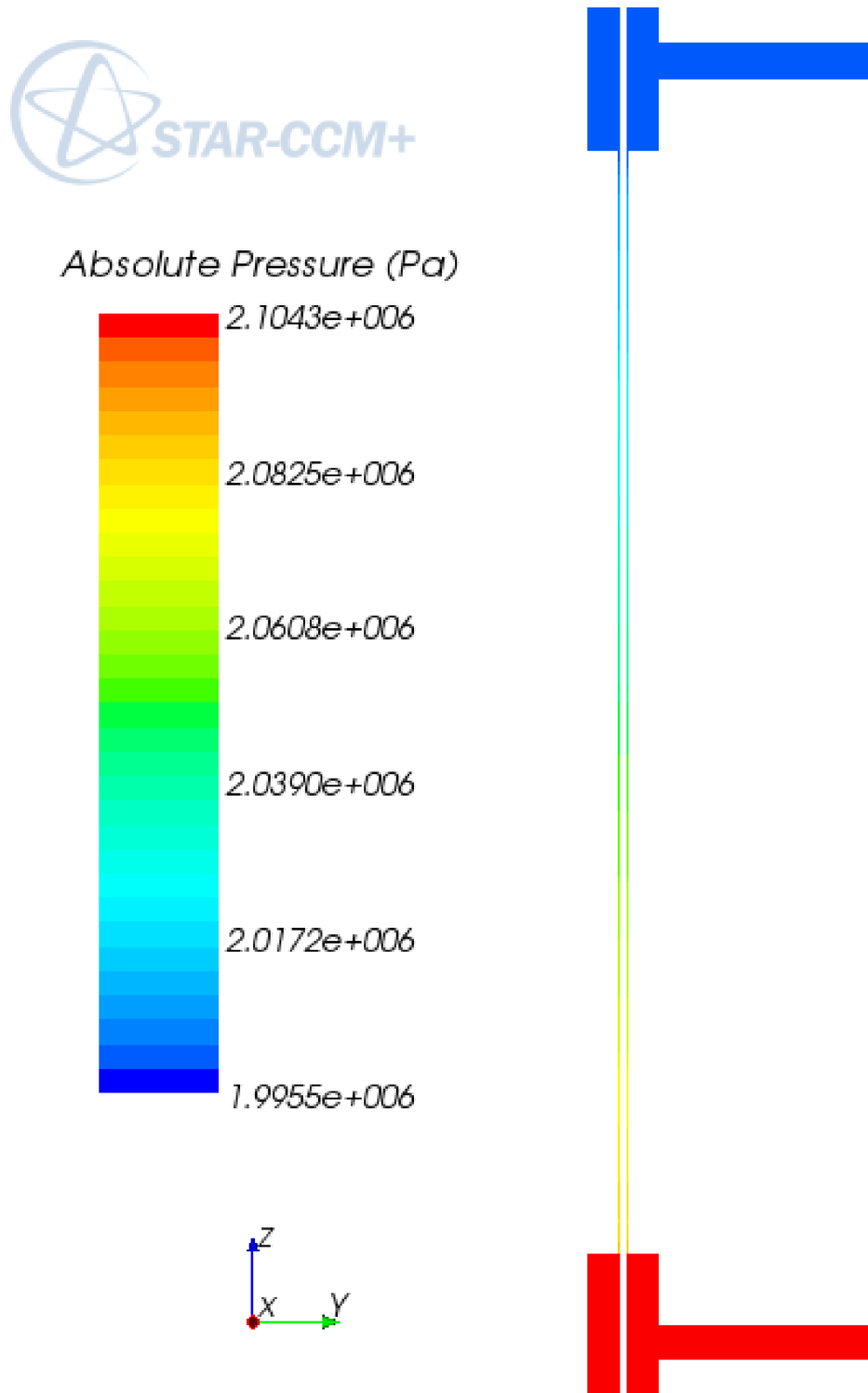
Volt-Ampérová charakteristika konstantního výkonu v závislosti na délce topné trubky $\phi 9 \times 0,5 \text{ mm}$ pro teplotu vodiče 230°



Závislost měrného tepelného toku na napětí a délce topné trubky $\phi 9 \times 0,5 \text{ mm}$ při teplotě vodiče 230°C



9.2 Hydraulický výpočet tlakových ztrát



Průběh tlaku v měřícím úseku