



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ

FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING

ENERGETICKÝ ÚSTAV

ENERGY INSTITUTE

**VÝPOČET TLAKOVÝCH ZTRÁT SPALINOVÝCH KANÁLŮ
S VYUŽITÍM MATEMATICKÉHO MODELOVÁNÍ**

CALCULATION OF PRESSURE LOSSES OF FLUE GAS DUCTS USING MATHEMATICAL MODELING

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Václav Suchý

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.

BRNO 2018

Zadání diplomové práce

Ústav:	Energetický ústav
Student:	Bc. Václav Suchý
Studijní program:	Strojní inženýrství
Studijní obor:	Energetické inženýrství
Vedoucí práce:	doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
Akademický rok:	2017/18

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:

Výpočet tlakových ztrát spalinových kanálů s využitím matematického modelování

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Téma práce je zaměřeno na problematiku výpočtu a optimalizace tlakových ztrát spalinových kanálů. V rámci zpracování práce bude provedena literární rešerše k tématu a navržen detailní výpočtový postup tlakových ztrát a související spotřeby elektrické energie. Návrh bude následně zpracován ve výpočetním programu a výsledky porovnány s dalšími dostupnými výpočtovými nástroji. Výpočet bude využit pro optimalizovaný návrh konkrétního spalinového kanálu zadaných parametrů.

Cíle diplomové práce:

1. Zpracovat obecný přehled k problematice tlakových ztrát spalinových kanálů včetně literární rešerše k problematice užití vestaveb pro snížení tlakových ztrát.
2. Navrhnout vlastní výpočtový postup tlakových ztrát spalinových kanálů.
3. Zpracovat navržený výpočtový postup v prostředí výpočetního programu umožňující optimalizaci tlakových ztrát a hodnocení související spotřeby el. energie.
4. Provést parametrickou studii v širokém rozsahu provozních parametrů a srovnání s jinými výpočtovými postupy.
5. Pro zadané parametry zpracovat návrh konkrétního spalinového kanálu (výpočet, výkres sestavy).

Seznam doporučené literatury:

DVORSKÝ, Emil a Pavla HEJTMÁNKOVÁ, 2005. Kombinovaná výroba elektrické a tepelné energie. Praha: BEN - technická literatura. ISBN 8073001187.

PAVELEK, Milan, 2011. Termomechanika. Brno: Akademické nakladatelství CERM. ISBN 9788021443006.

Termín odevzdání diplomové práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2017/18

V Brně, dne

L. S.

doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.
ředitel ústavu

doc. Ing. Jaroslav Katolický, Ph.D.
děkan fakulty

Abstrakt

Tato diplomová práce se zabývá výpočtem tlakových ztrát v potrubní trase spalínovodu. V první části práce byla provedena literární rešerše týkající se vlastností spalín a dynamiky proudění. Součástí teoretického rozboru byla detailní studie prvků potrubní trasy s ohledem na důvody vzniku tlakové ztráty při proudění, výpočty odporových součinitelů a možné metody snížení ztrát. V praktické části byl vytvořen model výpočtu tlakových ztrát existující spalínové trasy kondenzační jednotky instalované ve spalovenském provozu. V závěru práce byl proveden návrh optimalizace této trasy s důrazem na snížení celkové tlakové ztráty. Optimalizací byla snížena tlaková ztráta zadané trasy z 3581 Pa na 2647 Pa, tedy o 26 % a potřebný příkon ventilátoru byl snížen z původních 225 kW na 166,5 kW.

Abstract

This diploma thesis deals with the calculation of pressure losses in the flue gas ducts. First part of this work describes properties of flue gas and flow dynamics. Part of the theoretical analysis was detailed study of pipeline elements with emphasis on the reasons for the existence of pressure loss in the flow, calculations of the resistance coefficients and possible methods of reducing the losses. In the practical part, a model of the pressure loss calculation of the existing flue gas line installed in the incineration plant was created. At the end of the thesis a proposal for optimization of this route was made with emphasis on the reduction of the overall pressure loss. By optimization the pressure drop of the specified route was reduced from 3581 Pa to 2647 Pa, i.e. by 26% and the required power input of the fan was reduced from 225 kW to 166,5 kW.

Klíčová slova

Tlakové ztráty, spaliny, matematické modelování, odpory při proudění, spalínovod

Keywords

Pressure drop, flue gas, mathematical modeling, flow resistance, flue gas pipeline

BIBLIOGRAFICKÁ CITACE

SUCHÝ, V. *Výpočet tlakových ztrát spalinových kanálů s využitím matematického modelování*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2018. 84 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jiří Pospíšil, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci na téma **Výpočet tlakových ztrát spalinových kanálů s využitím matematického modelování** vypracoval samostatně s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který tvoří přílohu této práce.

.....
Datum

.....
Jméno a příjmení

PODĚKOVÁNÍ

Na tomto místě bych chtěl poděkovat svému vedoucímu doc. Ing. Jiřímu Pospíšilovi, Ph.D za cenné konzultace a rady, které mi poskytl při tvorbě této diplomové práce. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Tomáši Miklíkovi a Ing. Zdeňku Tomášovi za mnoho cenných rad, podnětů a praktických informací.

podpis

OBSAH

ÚVOD.....	1
CÍLE PRÁCE	2
1 TEORETICKÁ ČÁST	3
1.1 Vlastnosti fluida.....	3
1.1.1 Hustota.....	4
1.1.2 Viskozita.....	6
1.1.3 Proudění.....	9
1.1.4 Mezní vrstva	10
1.1.5 Rozvíjení mezní vrstvy.....	10
1.2 Tlaková ztráta	12
1.2.1 Darcy-Weisbachova rovnice	12
1.3 Tlakové ztráty z důvodu tření v kanálu	13
1.3.1 Součinitel tření při laminárním proudění	15
1.3.2 Součinitel tření při turbulentním proudění	15
1.3.3 Moodyho diagram	16
1.3.4 Offor Uchechukwu – Efektivní explicitní model koeficientu tření.....	17
1.4 Lokální ztráty.....	18
1.4.1 Tlaková ztráta při náhlé změně průřezu kanálu.....	19
1.4.2 Ztráty v prvcích kde dochází ke hladké změně průřezu kanálu	23
1.4.3 Ztráty při proudění kanály kde dochází k zakřivení směru proudu.....	30
1.4.4 Ztráty při spojení či rozdělení proudu.	44
2 Praktická část.....	51
2.1 Procesní parametry výpočtu a geometrie potrubní trasy.....	52
2.1.1 Potrubní trasa.....	52
2.1.2 Okrajové podmínky výpočtu	54
2.1.3 Spaliny.....	54
2.2 Zadaná potrubní trasa (neideální)	57
2.2.1 Výpočet tlakové ztráty zadané trasy.....	58
2.2.2 Výkon ventilátoru a spotřeba elektrické energie	68
2.3 Optimalizovaná potrubní trasa.....	69
2.3.1 Návrh optimalizace trasy a výpočet tlakové ztráty.....	71
2.3.2 Výkon ventilátoru a spotřeba elektrické energie	75
DISKUSE	77
ZÁVĚR.....	78
SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ.....	79
SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK.....	81
SEZNAM OBRÁZKŮ	83

ÚVOD

Výpočet tlakových ztrát při proudění kapalin a plynů jak jednotlivými součástmi, tak celými komplexy potrubních tras je úlohou řešenou po dekády v širokém okruhu technické praxe. Jako příklad lze uvést dimenzování ventilátorů, dodržení předepsaného výstupního tlaku za sledovaným traktem potrubí, či při zkoumání ideálnosti aerodynamické geometrie. Detailní výpočet tlakové ztráty by se mohl zdát býti nadbytečnou prací, ale právě z nutnosti dodržení přesných garancí moderních zařízení, snahy snižování spotřeby elektrické energie a například optimalizace tras s cílem nižšího opotřebení materiálu potrubí je znalost problematiky proudění a detailní výpočet tlakové ztráty velmi důležitým krokem při návrhu zařízení či technologických celků.

První kapitola této práce se zabývá teoretickým rozbohem vybraných vlastností proudícího média, nástinem problematiky proudění a v druhé části popisem vzniku tlakových ztrát při proudění vybranými prvky potrubní trasy.

Druhá kapitola je věnována praktickému výpočtu tlakové ztráty v zadané spalinové trase. Je zde uveden výpočtový postup, návrh optimalizace pro snížení celkové tlakové ztráty, diskuse a závěr.

CÍLE PRÁCE

1. Zpracovat obecný přehled k problematice tlakových ztrát spalinových kanálů včetně literární rešerše k problematice užití vestaveb pro snížení tlakových ztrát.
2. Navrhnout vlastní výpočtový postup tlakových ztrát spalinových kanálů.
3. Zpracovat navržený výpočtový postup v prostředí výpočetního programu umožňující optimalizaci tlakových ztrát a hodnocení související spotřeby el. energie.
4. Provést parametrickou studii v širokém rozsahu provozních parametrů a srovnání s jinými výpočtovými postupy.
5. Pro zadané parametry zpracovat návrh konkrétního spalinového kanálu (výpočet, výkres sestavy).

1 TEORETICKÁ ČÁST

1.1 Vlastnosti fluida

V devatenáctém století byla za pomoci zákonů Charlese, Boyle-Marriota, Gay-Lucase a Avogadrovy hypotézy formulována stavová rovnice ideálního plynu $pV = nRT$. V oblasti vysokých nebo naopak velmi nízkých tlaků stavová rovnice pro ideální plyn přestává platit [1].

V roce 1873 zavedl van der Waals, nizozemský fyzik, obecnou teorii, která zohledňuje při zkoumání stavů látek jejich mezimolekulární vazby. Podle této teorie existuje obecná vazba mezi rovnovážnými vlastnostmi, které závisí na mezimolekulárních silách a kritickými parametry látky.

Pro různé látky je vztah mezi tlakem a objemem za konstantní teploty různý. Van der Waalsova "Corresponding state" teorie říká, že všechny tekutiny (kapaliny a plyny) při stejných redukovaných parametrech (redukovaném tlaku p_k [-] a redukované teplotě T_k [-]) mají stejný kompresibilní faktor Z [-] a všechny se do jisté míry stejně liší od ideální stavové rovnice [2].

Vybrané stavové rovnice reálných plynů

Rovnice Viriální

Patří do skupiny takzvaných empirických rovnic (založené na experimentálních měřeních). Součin pV_m je závislý na tlaku nebo objemu při konstantní teplotě T dle rovnice:

$$pV_m = A + Bp + Cp^2 + Dp^3 \dots$$

kde A , B , C , D jsou viriální součinitele závislé na teplotě a vlastnostech plynu. Rovnice popisuje přesně stav plynu v širokém rozsahu teplot i tlaků. Zvyšováním řádu rovnice (přidáváním členů) se zvyšuje její přesnost, ale narůstá počet koeficientů, které je nutné pro každý plyn stanovit zvlášť.

Kubické stavové rovnice

Jsou to rovnice prvního, druhého nebo třetího řádu, které po rozvoji obsahují umocněný objemový člen. Čtyři nejznámější jsou van der Waalsova, Redlich-Kwong (RK), Soave-Redlich-Kwong (SRK) a Peng-Robinsonova (PR).

1.1.1 Hustota

Hustota (1) je stavová veličina definovaná jako podíl hmotnosti látky a jejího objemu

$$\rho = \frac{m}{V}, \quad (1)$$

kde ρ [kg.m⁻³] je hustota m [kg] hmotnost a V [m³] objem látky.

Hustota reálných plynů se řídí ideální stavovou rovnicí do tlaku přibližně 5 barů.

Pokud situace nevyhovuje předpokladům ideální stavové rovnice, je nutné užít některou z metod odvozených z van der Waalsovy rovnice. Například Peng-Robinsonovu (2) [3] či Soave-Redlich-Kwongovu [4] stavovou rovnici, které vedou k hledání kořenů kubické rovnice obsahující jako členy měrné objemy v .

Peng-Robinsonova rovnice [3]

$$p = \frac{RT}{v - b} - \frac{a(T)}{v^2 + 2bv + b^2} \quad (2)$$

kde je R [J.K⁻¹.mol⁻¹] univerzální plynová konstanta, T [K] teplota, v [m³.kg⁻¹] měrný objem, b [m³.mol⁻¹] (3.1) a $a(T)$ [Pa.m⁶.mol⁻²] (3.2) koeficienty Peng-Robinsonovy rovnice.

Kritická teplota T_c [K] a kritický tlak p_c [Pa] definují takzvaný kritický bod látky, kdy mizí rozdíl mezi fázovými stavy. Při nadkritické teplotě nemůže látka existovat v kapalném stavu a plyn při nadkritické teplotě nelze zkapalnit jakýmkoliv stlačením.

$$b = 0.0778 \frac{RT_c}{p_c} \quad (3.1)$$

$$a(T) = a_c \alpha(T) \quad (3.2)$$

$$a_c = 0.45724 \frac{R^2 T_c^2}{p_c}$$

$$\alpha(T) = [1 + (0.37464 + 1.5422\omega^2)(1 - T_r^{0.5})]^2$$

kde ω [-] je acentrický faktor a T_r [K] redukovaná teplota $T_r = \frac{T}{T_c}$.

Peng-Robinsonovu rovnici lze rozepsat do tvaru (4).

$$f(Z) = Z^3 + Z^2 \left(\frac{bp}{RT} - 1 \right) + Z \left(\frac{ap}{R^2T^2} - 3 \frac{p^2b^2}{R^2T^2} - 2 \frac{bp}{RT} \right) + \frac{p^3b^3}{R^3T^3} + \frac{p^2b^2}{R^2T^2} - \frac{abp^2}{R^3T^3} = 0 \quad (4)$$

Toto je kubická rovnice třetího řádu pro kompresibilní faktor Z , kterou lze řešit například Newtonovou iterační metodou s počáteční iterací $Z = 1$ (odpovídá ideálnímu plynu).

Hustota směsi plynů

Hustotu směsi ideálních plynů lze určit dle rovnice (5)

$$\rho_{mix} = \sum_{i=1}^n \rho_i x_i = \rho_1 x_1 + \rho_2 x_2 + \dots + \rho_n x_n, \quad (5)$$

kde ρ_{mix} [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] je hustota směsi, ρ_i [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] je hustota jednotlivých složek a x_i [-] jsou objemové podíly složek ve směsi.

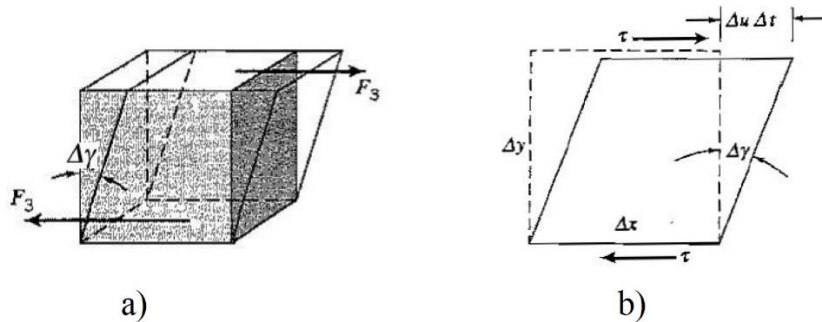
Pro výpočet hustoty směsi reálných plynů je zapotřebí aplikovat jedno ze směřovacích pravidel, které lze nalézt například v [5].

1.1.2 Viskozita

Viskozita je vlastností všech reálných tekutin a plynů. Je to míra změny hybnosti kolmo na směr proudění [5].

Dynamická viskozita

Pokud je tuhé těleso namáháno smykem, deformuje se o úhel nazývaný úhel smyku $\Delta\gamma$ (obr. 1a). Pokud je namáhání vystavena tekutina (například uzavřením částice tekutiny mezi dvě paralelní desky za pohybu jedné desky relativně k druhé) úhel smyku by s trvajícím namáháním neomezeně rostl. Tečné napětí τ v kapalinách není jako u pevných těles vztaženo k velikosti úhlu smyku, ale k míře změny tohoto úhlu v čase (viz rovnice 6) [6].



Obr. 1 Deformace a) tuhého tělesa b) tekutiny [6]

$$\tau = \eta \frac{d\gamma}{dt}, \quad (6)$$

Koeficient proporcionality η [Pa.s] se nazývá dynamická viskozita kapaliny.

Pokud nahradíme jednu částici kapaliny pomyslným obdélníkem o výšce Δy a na horní hranu působíme tečnou silou τ , přičemž spodní hrana je nehybná (obr. 1b), v čase Δt se horní hrana posune o vzdálenost $\Delta u \Delta t$. Δu je relativní rychlostí horní hrany ku hraně dolní. Pokud je úhel $\Delta\gamma$ malý, lze tvrdit, že $\sin \Delta\gamma \approx \Delta\gamma$. Poté lze psát:

$$\Delta y \sin \Delta\gamma \approx \Delta y \Delta\gamma \approx \Delta u \Delta t; \quad \frac{\Delta\gamma}{\Delta t} \approx \frac{\Delta u}{\Delta y}$$

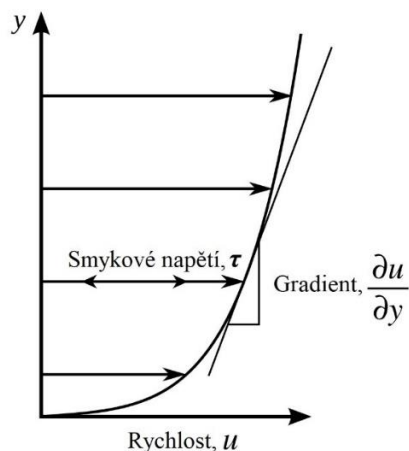
Pokud uvažujeme rozměr částice limitně malý, lze přejít k zápisu:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{du}{dy}$$

a z rovnice (6) vyjádřit dynamickou viskozitu kapaliny ve tvaru (7)

$$\tau = \eta \frac{du}{dy} \rightarrow \eta = \frac{\tau}{\frac{du}{dy}} \quad (7)$$

Podíl du/dy zde má rozměr deformační rychlosti. Tekutiny, u kterých platí lineární závislost mezi tečným napětím τ a deformační rychlostí se nazývají Newtonovské (řídí se takzvaným Newtonovým zákonem viskozity).



Obr. 2 Schematické znázornění složek dynamické viskozity

Rozlišujeme mezi dynamickou a kinematickou viskozitou. Vztah mezi těmito dvěma veličinami je vyjádřen rovnicí (6),

$$\eta = \nu \cdot \rho, \quad (6)$$

kde η [Pa.s] je dynamická viskozita, ρ [kg.m⁻³] hustota a ν [m².s⁻¹] kinematická viskozita.

Viskozita je důležitou veličinou při výpočtu jak tlakových ztrát, tak například při určení součinitele přestupu tepla, jelikož je součástí bezrozměrného Reynoldsova či Grasshoffova podobnostního čísla [5].

Dle kinetické teorie plynů viskozita ideálního plynu nezávisí na změně hustoty [7]. Viskozita reálných plynů mírně roste s rostoucí hustotou. Dynamickou viskozitu reálných plynů lze stanovit například dle Lucase [5].

Závislost dynamické viskozity ideálního plynu na teplotě popsal v roce 1893 William Sutherland, australský fyzik. Sutherlandův vzorec (7) [8] je stále obecně užívaným vztahem platným pro široké teplotní pásmo s chybou v řádech jednotek procent.

$$\eta = \eta_0 \frac{273 + C}{T + C} \left(\frac{T}{273} \right)^{3/2} \quad (7)$$

kde η [Pa.s] je dynamická viskozita, η_0 [Pa.s] dynamická viskozita daného plynu při 0°C, T [°C] teplota a C [-] konstanta závisící na druhu plynu (konstanty lze nalézt například v [9]).

Dynamická viskozita směsi plynů

Pro výpočet dynamické viskozity směsi idálních plynů je možno použít vztah (8).

$$\eta_{mix} = \sum_{i=1}^n \frac{\eta_i}{w_i} = \frac{\eta_1}{w_1} + \frac{\eta_2}{w_2} + \dots + \frac{\eta_n}{w_n}, \quad (8)$$

kde η_{mix} [Pa.s] je viskozita směsi, η_i [Pa.s] je viskozita jednotlivých složek a w_i [-] jsou hmotnostní podíly složek směsi.

Pro výpočet dynamické viskozity směsi reálných plynů lze použít Wilkeho směřovací pravidlo (rovnice 9) [10].

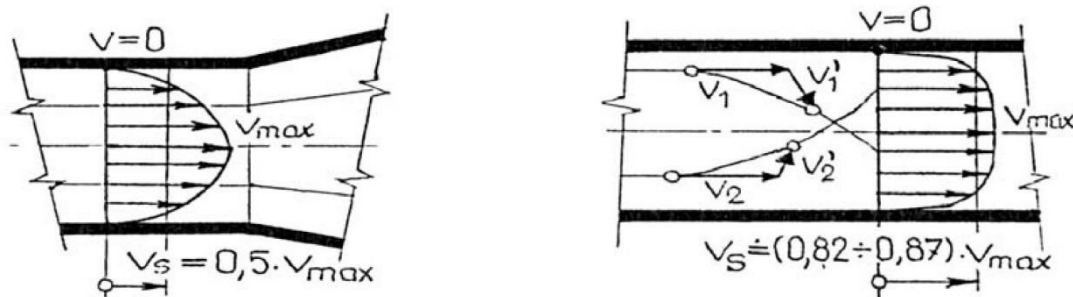
$$\eta_{mix} = \sum_{i=1}^n \frac{x_i \eta_i}{\sum_j x_j F_{ij}},$$
$$F_{ij} = \frac{\left[1 + (\eta_i/\eta_j)^{1/2} (M_j/M_i)^{1/4}\right]^2}{\sqrt{8(1 + M_i/M_j)}}, \quad (9)$$

kde x_i [-] jsou objemové podíly složek směsi, η_i [Pa.s] dynamické viskozity jednotlivých složek směsi a M_i [kg.kmol⁻¹] jejich odpovídající molární hmotnosti.

1.1.3 Proudění

Proudění reálných (s vnitřním třením a obecně stlačitelných) kapalin a plynů rozdělujeme na laminární a turbulentní.

Při laminárním proudění se částice pohybují ve vrstvách (laminách) a nedochází k přemísťování částic mezi jednotlivými vrstvami (viz obr. 3a). Při turbulentním proudění se částice pohybují nejen rychlostí v ve směru proudění, ale také takzvanou flukтуаční rychlostí v' po průřezu proudu (viz obr. 3b). Flukтуаční rychlost mění s časem směr i velikost [11].



a) Laminární proudění

b) Turbulentní proudění

Obr. 3 Pohyb částic při proudění reálné tekutiny [11].

Režim proudění kapalin a plynů závisí na vztahu mezi setrvačností a viskózními silami v proudu. Bezrozměrná charakteristika popisující tento vztah se nazývá Reynoldsovo číslo Re (10) [12] [9].

$$Re = \frac{\rho w D_h}{\eta} = \frac{w D_h}{\nu}, \quad (10)$$

kde ρ [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$] je hustota, w [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] střední rychlost proudění, D_h [m] hydraulický průměr (rovnice 15), η [Pa.s] dynamická viskozita a ν [$\text{m}^2\cdot\text{s}^{-1}$] kinematická viskozita.

Pro každou konkrétní situaci existuje určitá oblast "kritických" hodnot Reynoldsova čísla, při které dochází k přechodu z laminárního na turbulentní proudění.

Například pro potrubí kruhového průřezu je dolní hranice kritického Re [-] přibližně 2300. Horní hranice Re významně závisí na podmínkách na vstupu do sledované oblasti, povrchu stěny kanálu a dalších faktorech [9].

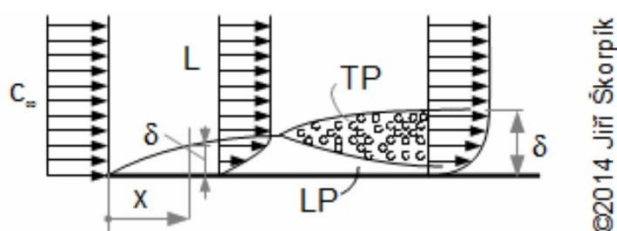
Obecně lze říci, že laminární proudění se vyskytuje při nízkých rychlostech, při obtékání malých těles a u proudění tekutin s velkou kinematickou viskozitou, jinými slovy při nízkých Reynoldsových číslech.

Naopak turbulentní proudění se vyskytuje při vysokých rychlostech, při obtékání rozměrných těles a u tekutin s nízkou kinematickou viskozitou.

1.1.4 Mezní vrstva

Viskózní síly reálných kapalin a plynů způsobují, že v blízkosti stěny průtočného kanálu či povrchu obtékaného tělesa se z důvodu interakce molekul proudící látky s molekulami obtékaného povrchu rychlost proudění limitně blíží nule (obr. 3). Vzniká takzvaná laminární vrstva.

Rychlost částic proudění u profilu je nulová a směrem do proudu se zvyšuje, což je doprovázeno zvýšením dynamického tlaku na úkor tlaku statického a tloušťka mezní laminární vrstvy se postupně zvyšuje. Na okraji mezní vrstvy se začíná vyvíjet turbulentní proudění, které se šíří dle obr. (4) a pod touto vrstvou se může u krátkých profilů nacházet takzvaná laminární podvrstva [13].

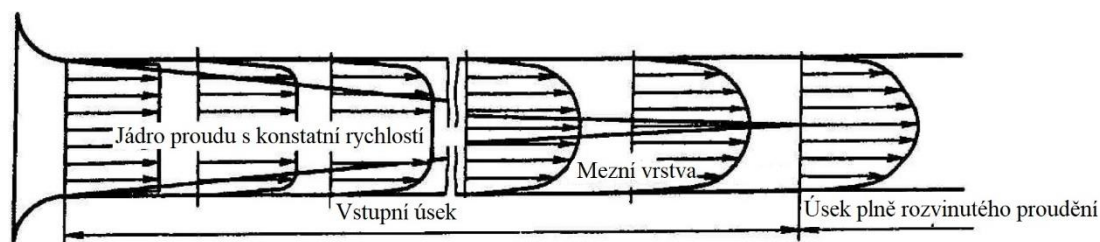


Obr. 4 Vývoj mezní vrstvy při proudění [13].

L – laminární proudění, TP – turbulentní proudění, LP – laminární podvrstva, δ [m] - tloušťka mezní vrstvy

1.1.5 Rozvíjení mezní vrstvy

Proudění v uzavřených kanálech se rozděluje na vstupní úsek a oblast plně vyvinutého proudění. Pod pojmem vstupní úsek rozumíme délku kanálu, kde se stejnoměrný rychlostní profil na vstupu do kanálu (odpovídající průřezu profilu) postupně mění do normálního rychlostního profilu rozvinutého proudění (viz obr. 5).



Obr. 5 Rozvíjení mezní vrstvy [9]

U laminárního proudění v uzavřeném kanálu je délka vstupního úseku stanovena dle rovnice (11).

$$\frac{L_{st}}{D_h} = B \cdot Re, \quad (11)$$

kde $B = 0.065$ [-] je redukovaná délka vstupního úseku podle Boussinesquoa [14]. Dle Shillera [15] je $B = 0.029$, L_{st} [m] je délka vstupního úseku, D_h [m] ekvivalentní hydraulický průměr kanálu.

V případě turbulentního proudění určuje délku vstupního úseku rovnice Solodkina a Guinevskyho (12) [16] (koeficienty b' a a' lze nalézt v [9]).

$$\frac{L_{st}}{D_h} = b' \log Re + (a' - 4.3b'), \quad (12)$$

Pro kruhový kanál s hladkými stěnami platí rovnice (12.1)

$$\frac{L_{st}}{D_h} = 7.88 \log Re - 4.35 \quad (12.1)$$

Pro rovinou plochu rovnice (12.2)

$$\frac{L_{st}}{D_h} = 7.28 \log Re - 4.95 \quad (12.2)$$

1.2 Tlaková ztráta

Při proudění reálné (viskózní) tekutiny je část tlakové energie proudu spotřebována na překonání sil hydraulického odporu systému. Molekulární a turbulentní viskozita způsobuje při překonávání odporu nevratnou přeměnu tlakové energie na teplo.

V případě uvažování adiabatického děje (systém je dokonale tepelně izolován) je celková entalpie zachována. Při stacionárním proudění (konstantní střední rychlosti proudu) je teplota konstantní, protože práce kterou vykonává látka při expanzi z důvodu tlakového gradientu je zcela přeměněna na práci potřebnou k překonání odporu systému a třecí teplo je zcela kompenzováno ochlazováním při expanzi látky [9].

Kinetická či termická energie předaná proudu prací kompresoru, ventilátoru atd. (pro konst. rychlost proudění) je pro daný úsek ztracena při přechodu proudu do dalšího systému či atmosféry.

1.2.1 Darcy-Weisbachova rovnice

Tlakovou ztrátu Newtonovské tekutiny (řídí se Newtonovým zákonem viskozity, tedy lineární závislostí mezi napětím v tekutině a deformační) lze při laminárním či turbulentním proudění vyjádřit rovnicí (13) [5], která se nazývá Darcy-Weisbachova po Henry Darcym a Juliu Weisbachovi,

$$\Delta p = \zeta a \frac{\rho w^2}{2} \quad (13)$$

kde ζ [-] je odporový koeficient, ρ [kg.m⁻³] hustota a w [m.s⁻¹] střední rychlost proudění

Pro proudění potrubím nebo kanálem je $a = f(l/d_i)$, kde je l délka kanálu a d_i její průměr.

Pro proudění skrze ventily, vestavby potrubí a další je $a = 1$

Například pro proudění přes výměňkové svazky $a = f(n, l/d_i)$, kde je n počet trubek ve svazku.

Při užití rovnice (13) by měla být pro daný úsek uvažovaná střední hodnota hustoty a rychlosti. Pokud je z důvodu tlakové ztráty změna hustoty či rychlosti nezanedbatelná, je třeba problém řešit v elementárních krocích respektujících tyto změny [5].

1.3 Tlakové ztráty z důvodu tření v kanálu

Tlakové ztráty dělíme na ztráty lokální Δp_{loc} a ztráty třecí Δp_{fr} . Ztráty třením při proudění reálných kapalin a plynů způsobuje jejich viskozita a přenos hybnosti mezi molekulami (laminární proudění) a mezi částicemi putujícími skrze jednotlivé vrstvy (laminy) pohybující se různou rychlostí (turbulentní proudění).

Základním vztahem pro výpočet tlakové ztráty je Darcy-Weisbachova rovnice (13):

$$\Delta p = \zeta \frac{\rho w^2}{2}$$

kde ζ [-] je odporový koeficient, ρ [kg.m⁻³] hustota a w [m.s⁻¹] střední rychlost proudění v kanálu. Pro proudění potrubím lze rozepsat součinitel ζ jako $\lambda \frac{l}{d_i}$, kde je λ [-] součinitel tření, l [m] délka a d_i [m] průměr kanálu. Rovnice poté nabývá tvaru:

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{d_i} \frac{\rho w^2}{2} \quad (14)$$

Předpokladem výpočtu součinitele tření λ je znalost režimu proudění (laminární nebo turbulentní). Jedním z parametrů pro určení režimu je Reynoldsovo číslo (10).

$$Re = \frac{w \cdot D_h}{\nu}$$

Kde je w [m.s⁻¹] střední rychlost v kanále, D_h [m] ekvivalentní hydraulický průměr a ν [m².s⁻¹] kinematická viskozita.

K výpočtu Reynoldsova čísla je zapotřebí zavést pojem ekvivalentní hydraulický průměr D_h (15).

$$D_h = \frac{4 \cdot \text{vnitřní průřez profilu}}{\text{omočený obvod}} \quad (15)$$

Při laminárním proudění lze tento vztah použít pouze pokud je poměr stran profilu blízký jedné. Při turbulentním proudění má poměr stran profilu kanálu zanedbatelný vliv [6].

Absolutní a relativní drsnost potrubí

Absolutní drsnost potrubí Δ [mm] je střední výška nerovností na vnitřním povrchu kanálu [11] a je závislá jak na materiálu, tak na kvalitě úpravy povrchu stěn. Typické hodnoty Δ jsou uvedeny v tabulce 1.

Tabulka 1 Drsnosti vybraných konstrukčních materiálů [5]

Materiál	Stav povrchu	Δ [mm]
Tažené ocelové potrubí	Nový	0,04 (0,02 - 0,1)
	Vyčištěný po delší době provozu	0,15 - 0,20
	Lehce zarezlý nebo zněčištěný	$\leq 0,40$
	Težce zněčištěný	$\leq 3,0$
Pozinkovaný ocelový plech	Hladký	0,07
Pozinkovaná ocelová trubka	Standardní	0,15
Svařované ocelové potrubí	Nový	0,05 (až 0,1)
	Rovnoměrně zrezlý	$\leq 0,40$
	Těžce zněčištěný	2 - 4
Litinové potrubí	Nový	0,26 (až 1,0)
	Lehce zarezlý	1,0 - 1,5
	Zněčištěný	1,5 - 4,0
Betonové kanály	Hladký finiš	0,3 (až 0,8)
	Hrubý	1,2 (až 3,0)
Plastové potrubí		$\leq 0,0015$

Vzhledem k různé kvalitě úpravy vnitřního povrchu kanálu byl zaveden pojem relativní (ekvivalentní) drsnost potrubí ε [-] (rovnice 16).

$$\varepsilon = \frac{\Delta}{D_h} \quad (16)$$

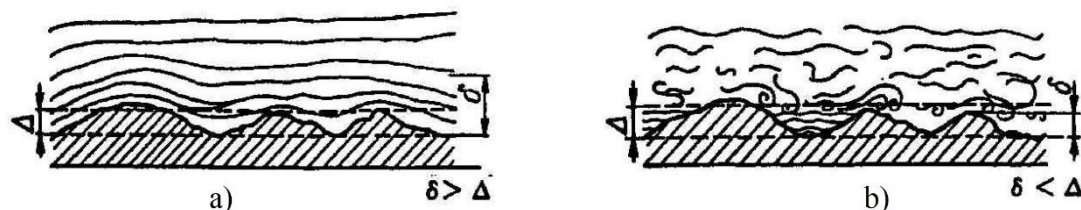
Kde je Δ [mm] střední výška nerovností a D_h [mm] hydraulický průměr (15).

Koeficient tření lambda

U technicky hladkých kanálů by měl odporový koeficient tření lambda λ klesat s rostoucím Reynoldsovým číslem. U drsných kanálů se ukazuje, že koeficient λ roste s rostoucím Re při zachované konstantní geometrické drsnosti. Toto vysvětluje existence takzvané viskózní podvrstvy.

Pokud je tloušťka podvrstvy δ větší než výška drsných výčnělků Δ , jsou nepravidelnosti zcela překryty touto vrstvou. Při nízkých rychlostech (při laminárním proudění) proud klouže po této vrstvě a nerovnosti na povrchu nemají vliv na charakter proudění (viz obr 6a). V tomto případě lambda klesá s rostoucím Re. Kanál je tedy možno považovat za hladký dokud je tloušťka laminární podvrstvy větší než střední výška nerovností povrchu.

S rostoucím Re se laminární podvrstva ztenčuje a při určitém Reynoldsově čísle je vrstva tenčí než průměrná výška výčnělků drsného povrchu (viz obr 6b). Tyto nepravidelnosti tvoří víry a zvětšují tlakovou ztrátu. Lambda v tomto případě roste s rostoucím Re [9].



Obr. 6 Proudění přes nerovnosti při různé tloušťce mezní podvrstvy [9]

Při výpočtu hydraulického odporu v kanálu se stabilizovaným laminárním prouděním proto nelze použít jako charakteristický rozměr hydraulický průměr D_h a je nutné uvažovat tloušťku viskózní podvrstvy!

1.3.1 Součinitel tření při laminárním proudění

Pod kritickým Reynoldsovým číslem ($Re = 2320$) je proudění laminární. Hagen-Poiseuilleův zákon [17] (rovnice 17) platí velmi přesně pro hladké kanály (skleněné, mosazné, měděné) a pro kanály s vnitřní drsností do $\Delta = 0.07 \text{ mm}$.

$$\Delta p = \frac{32\eta w_i l}{D_h^2} \quad (17)$$

kde η [Pa.s] je dynamická viskozita, w_i [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] střední rychlost proudění v kanálu, l [m] délka kanálu a D_h [m] hydraulický průměr.

Pokud je zákon vyjádřen jako součinitel tření λ nabývá rovnice (17) tvaru:

$$\lambda = \frac{64}{Re} \quad (17.1)$$

kde Re [-] je Reynoldsovo číslo.

1.3.2 Součinitel tření při turbulentním proudění

Při výpočtu součinitele tření při turbulentním proudění hraje důležitou roli drsnost povrchu kanálu. Jediné povrchy, pro které jsou stanovena přesná pravidla výpočtu součinitele tření při turbulentním proudění (rovnice 18.1/2/3), jsou povrchy technicky hladké (sklo, mosaz, měděné trubky apod.).

Při $Re \sim 3 \cdot 10^3$ až $1 \cdot 10^5$ lze použít jednoduchou Blasiovu rovnici:

$$\lambda = \frac{0.3164}{\sqrt[4]{Re_i}} \quad (18.1)$$

Pro $Re \sim 2 \cdot 10^4$ až $2 \cdot 10^6$ rovnicí Hermannovu:

$$\lambda = 0.00540 + \frac{0.3964}{Re_i^{0.3}} \quad (18.2)$$

a pro $Re > 1 \cdot 10^6$ vztah odvozený z Prandtlovy a von Karmánovy rovnice:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -0.8 + 2 \log(Re_i \sqrt{\lambda}) \quad (18.3)$$

Pokud je povrch kanálu drsný, popis plně rozvinutého turbulentního proudění je složitějším problémem a musíme se spolehnout na výsledky experimentálních měření. Doposud nebyla stanovena exaktní závislost mezi tlakovou ztrátou a drsností povrchu kanálu, která by zahrnovala mnohočetnost stavů proudění.

Pokud je proudění závislé pouze na drsnosti povrchu, je odporový koeficient popsán Prandt-Karmánovou rovnicí (19)

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \log\left(\frac{1}{\varepsilon}\right) + 1.14 \quad (19)$$

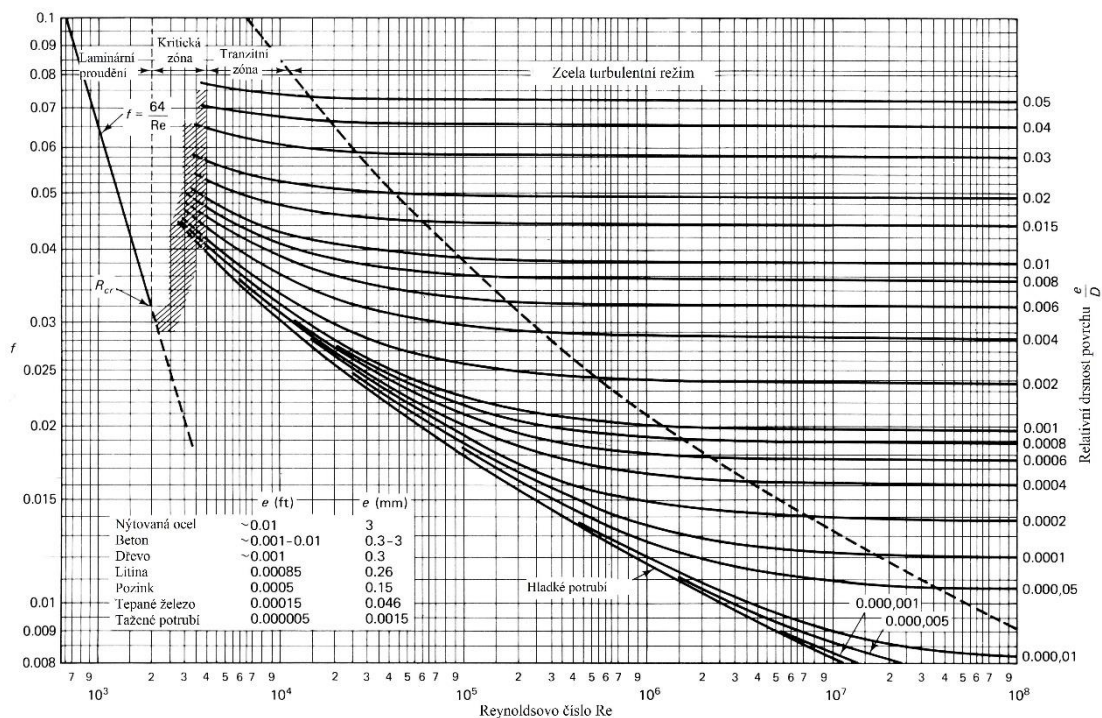
Colebrook a White popsali tranzitní oblasti, kde závisí odporový koeficient jak na Re , tak na relativní drsnosti povrchu ε (rovnice 20) [5].

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = -2.0 \log\left(\frac{\varepsilon}{3.7} + \frac{2.51}{Re_i \sqrt{\lambda}}\right) \quad (20)$$

Uvedené rovnice popisují křivky v takzvaném Moodyho diagramu (obr. 7).

1.3.3 Moodyho diagram

Vztahy mezi Reynoldsovým číslem, relativní drsností povrchu a součinitelem tření λ byly stanoveny experimentálně a zpracovány do tzv. Moodyho diagramu (obr. 7) po Lewis Ferry Moodym, profesorovi Princetonu. Křivky v diagramu platí pro všechny Newtonovské tekutiny.



Obr. 7 Moodyho diagram sloužící ke grafickému určení součinitele tření λ [18]

Stabilita proudění tekutiny závisí na silách setrvačných a viskózních, tedy Reynoldsově čísla. Za analogii mohou být považovány tlumiče automobilu. Při nízkých Re jsou viskózní síly v porovnání se setrvačnými silami velké a proudění se chová jako automobil s dobrými tlumiči. Malé změny v rychlostním profilu proudění způsobené drsností stěn kanálu či například chvěním potrubí jsou pohlceny a utlumeny. Toto chování je očekáváno až do kritického Reynoldsova čísla $Re = 2300$. Jak se Reynoldsovo číslo zvyšuje, viskózní tlumení přestává stačit a v určitý okamžik mohou malé rozruhy v proudění nekontrolovatelně růst, jako v případě automobilu se špatnými tlumiči. Proudění se stává nestabilním a přechází do turbulentního režimu. Chvilu, kdy rozruhy nekontrolovatelně rostou místo aby se utlumily, záleží na jejich velikosti a frekvenci. Pokud jsou poruchy velmi malé, například pokud jsou stěny kanálu hladké, může k přechodu do turbulentního režimu dojít při vyšším Re než je Re kritické [6].

1.3.4 Offor Uchechukwu – Efektivní explicitní model koeficientu tření

Implicitní Colebrookova rovnice (20) je považována za standardní metodu výpočtu koeficientu tření v potrubích při plně rozvinutém turbulentním proudění. Většina explicitních modelů nahrazujících Colebrookův vztah obsahuje tři logaritmické funkce a jsou z hlediska délky výpočtu nevhodné.

Hlavním omezením Colebrookovy rovnice je její implicitní tvar. Pro simulační výpočet dlouhých potrubí je iterativní řešení nevhodné a zdlouhavé. Řešení pomocí Moodyho diagramu (obr. 7) nezahrnuje iterativní přístup, ale z hlediska počítačových simulací je jakožto grafická metoda nevhodná.

Model navržený Offor Uchechukwu Herbert (Department of Chemical and Petroleum Eng, University of Uyo, Nigeria) [19] má explicitní tvar a obsahuje pouze dva logaritmy. Při zachování dostatečné přesnosti značně zjednodušuje a zrychluje výpočty.

Součinitel tření λ dle článku [19] lze vyjádřit rovnicí (21):

$$\lambda = \left(-2 \log_{10} \left(\frac{\varepsilon}{3,71} + \frac{-1,975}{Re} \left(\ln \left(\left(\frac{\varepsilon}{3,93} \right)^{1,092} + \left(\frac{7,627}{Re + 395,9} \right) \right) \right) \right) \right)^{-2} \quad (21)$$

kde ε [-] je relativní drsnost potrubí a Re [-] Reynoldsovo číslo.

1.4 Lokální ztráty

V následujících kapitolách bude popsán vznik a důsledky lokálních tlakových ztrát vybraných prvků. Každá podkapitola obsahuje obecný úvod do problematiky, vlivy geometrie či drsnosti povrchu prvku, metody snížení tlakové ztráty a další informace. V závěru každé podkapitoly je uveden krátký výpočtový postup (zpracovaný dle [9]) obecně související s prvkem, který se vyskytoval v praktické části této práce.

1.4.1 Tlaková ztráta při náhlé změně průřezu kanálu

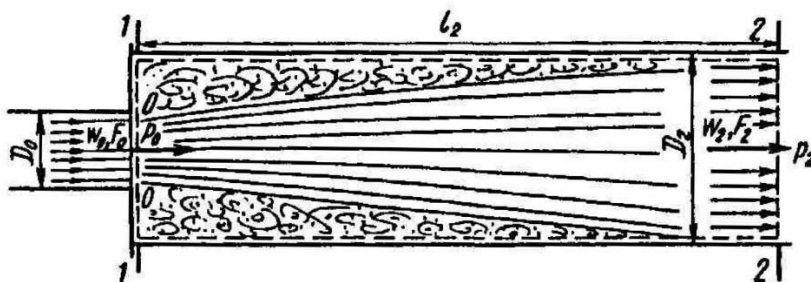
Náhlé rozšíření kanálu

Náhlé rozšíření kanálu způsobuje takzvanou „šokovou tlakovou ztrátu“. V případě turbulentního proudění ($Re > 10^4$) a rovnoměrného rychlostního profilu na vstupu do rozšíření je lokální odporový koeficient „šoku“ závislý pouze na poměrech průřezů kanálů F_0/F_2 (na míře rozšíření kanálu $n = F_2/F_0$) a výpočet lze provést dle vztahu Borda-Carnota (22.1) [9],

$$\zeta_{loc} = \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 \quad (22.1)$$

kde je F_0 [m²] plocha vstupního průřezu a F_2 [m²] průřezu výstupního

Jakmile se kanál náhle rozšíří, utvoří se v místě přechodu tryskový proud, který je odtržen od okolního proudícího média a toto rozhraní se poté rozpadá do silného víření (viz obr. 8).



Obr. 8 Schematický diagram profilu proudění při náhlém rozšíření kanálu [9]

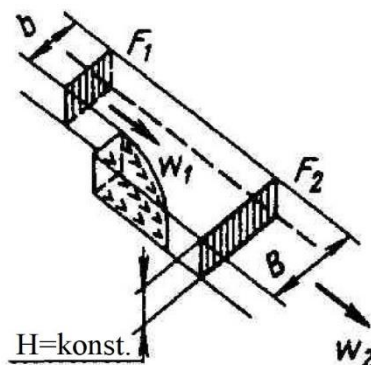
l_2 [m] je délka úseku, podél kterého se tvoří víry, které se postupně ztrácejí, až se proudění ustálí po celém průřezu kanálu. l_2 odpovídá 8 až 12 násobku D_{2h} (D_{2h} [m] je hydraulický průměr rozšířené části).

Celkový odporový součinitel má tvar (22.2):

$$\zeta = \zeta_{loc} + \frac{\zeta'_{fr}}{n^2}$$
$$\zeta'_{fr} = \lambda \frac{l_2}{D_{2h}} \quad (22.2)$$

Vliv tvaru rozšíření

Pokud se kanál rozširuje pouze v jedné rovině (obr. 9), šokové ztráty se zmenšují v závislosti na poměru velikostí stran kanálu. Pokud se poměr šířky ku konstantní výšce kanálu zvyšuje, ztráty klesají.



Obr. 9 Kanál rozširující se pouze v jedné rovině [9]

Vliv rychlostního profilu na vstupu do kanálu

V praxi není rychlostní profil proudu na vstupu do rozšíření nikdy symetricky rovnoměrný. Tento fakt razantně zvyšuje ztráty oproti výpočtu dle vztahu (22.1). Pro vysoká Reynoldsova čísla je třeba užití obecnějšího vztahu, který zahrnuje nerovnoměrnosti v tvaru rychlostního profilu.

$$\zeta_{loc} = \frac{1}{n^2} + N - 2 \frac{M}{n} \quad (22.3)$$

kde je $n = F_2/F_0$ [-] poměr vstupního a výstupního průřezu kanálu, $M = \frac{1}{F_0} \int_{F_0} \left(\frac{w}{w_0}\right)^2 dF$ je koeficient hybnosti proudu na výstupu z úzké části kanálu do širší sekce (Boussinesqův koeficient) a $N = \frac{1}{F_0} \int_{F_0} \left(\frac{w}{w_0}\right)^3 dF$ je koeficient kinetické energie proudu ve stejné sekci (Coriolisův koeficient).

Vztah mezi těmito dvěma veličinami může být aproximován jako $N \cong 3M - 2$.

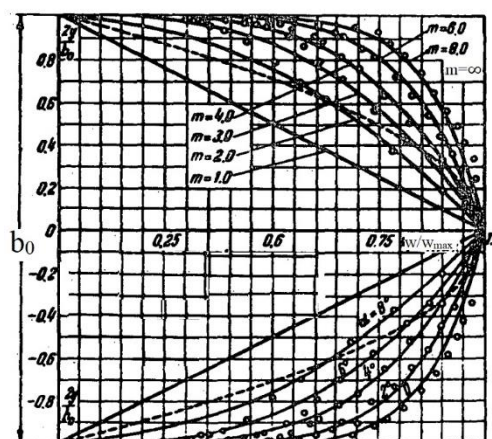
Je-li známo rychlostní pole v profilu kanálu, koeficienty M a N lze snadno určit. Pokud není rozložení rychlosti po profilu proudění známo, musí být stanoveno empiricky. Hodnoty M a N pak mohou být určeny grafickou integrací ze získaných rychlostních profilů.

Například v úsecích rozširujících se kanálů úhlů divergence $\alpha = 8 - 10^\circ$, v dlouhých rovných kanálech konstantního průřezu s rozvinutým turbulentním rychlostním polem a dalších má rychlostní pole zhruba exponenciální tvar (obr. 10) popsán rovnicí (22.4).

$$\frac{w}{w_{max}} = \left(1 - \frac{y}{R_0}\right)^{\frac{1}{m}} \quad (22.4)$$

kde w [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] je rychlost v daném bodě, w_{max} [$\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$] je maximální rychlost v profilu, R_0 [m] poloměr řezu, y [m] vzdálenost od osy potrubí, m [-] je exponent, který se může měnit v obecném případě mezi 1 a ∞ .

Pro $m = 1$ se profil rychlosti podobá trojúhelníku (viz obr. 10). Při $m = \infty$ připomíná obdélník což znamená, že rozložení rychlosti v profilu proudění je zcela konstantní.



Obr. 10 Rychostní profily na vstupu do rozšiřujícího se kanálu [9]

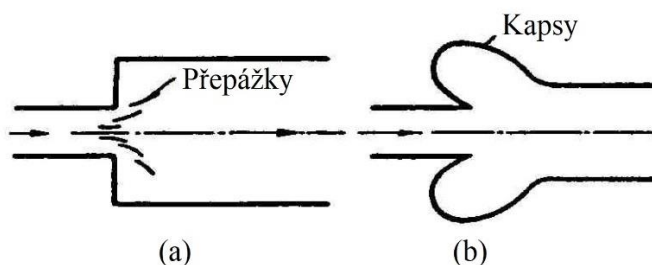
Snížení odporu proudění v místě přechodu

Odpor v místech náhlého rozšíření může být snížen instalací přepážky (obr. 11a). Správná instalace těchto přepážek snižuje ztráty o 35 až 40 %. Odporový součinitel lze poté určit přibližně dle vzorce (22.5),

$$\zeta_{loc} = 0,6\zeta'_{loc} \quad (22.5)$$

kde ζ'_{loc} [-] je odporový součinitel rozšíření bez instalovaných přepážek.

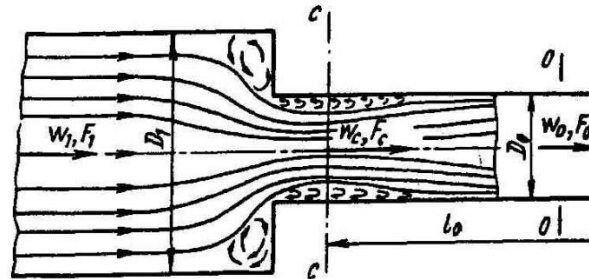
Dalším způsobem snížení celkového odporu přechodu je instalace takzvaných kapes (viz obr. 11b), kde dochází k recirkulaci vznikajících vírů, které následně ustalují proudění.



Obr. 11 Prvky snižující celkový odpor proudění při přechodu na větší průměr kanálu [9]

Náhlé zúžení kanálu

Náhlé zúžení kanálu je popsateľné stejnými princípy jako náhlé rozšíření kanálu s tím rozdílem, že se tlaková ztráta realizuje za místem zúžení, kdy se vytvoří v užší části tryskový proud (obr. 12), který se odtrhává od stěn a dále se po proudu ustaluje než-li je rychlostní profil proudění konstantní v celém průřezu kanálu.



Obr. 12 Schéma profilu proudění při náhlém zúžení kanálu [9]

Odporový koeficient má pro $Re > 10^4$ tvar:

$$\zeta_{loc} = 0.5 \left(1 - \frac{F_0}{F_1} \right) \quad (23.1)$$

Přesnější vztah dle Idelchika [9] je:

$$\zeta_{loc} = 0.5 \left(1 - \frac{F_0}{F_1} \right)^{3/4} \quad (23.2)$$

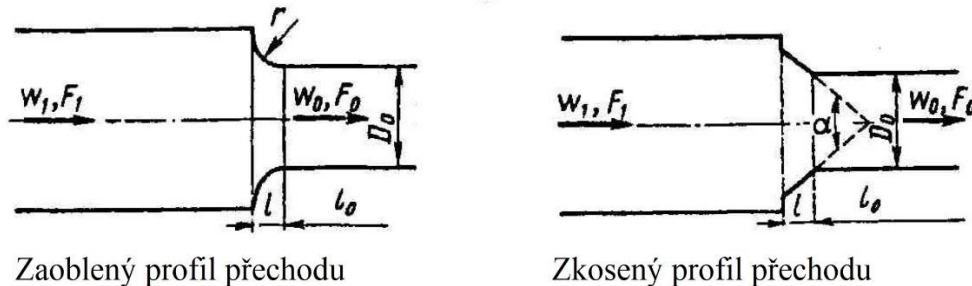
Pro celkový odpor platí

$$\zeta = \zeta_{loc} + \zeta_{fr} = \zeta_{loc} + \lambda \frac{l_0}{D_{0h}}, \quad (23.3)$$

kde je l_0 [m] délka rovné sekce před zúžením a D_{0h} [m] její odpovídající hydraulický průměr.

Snížení odporu proudění

Snížení odporového koeficientu může být dosaženo například zkosením či zaoblením hran přechodu dle obr. 13.



Zaoblený profil přechodu

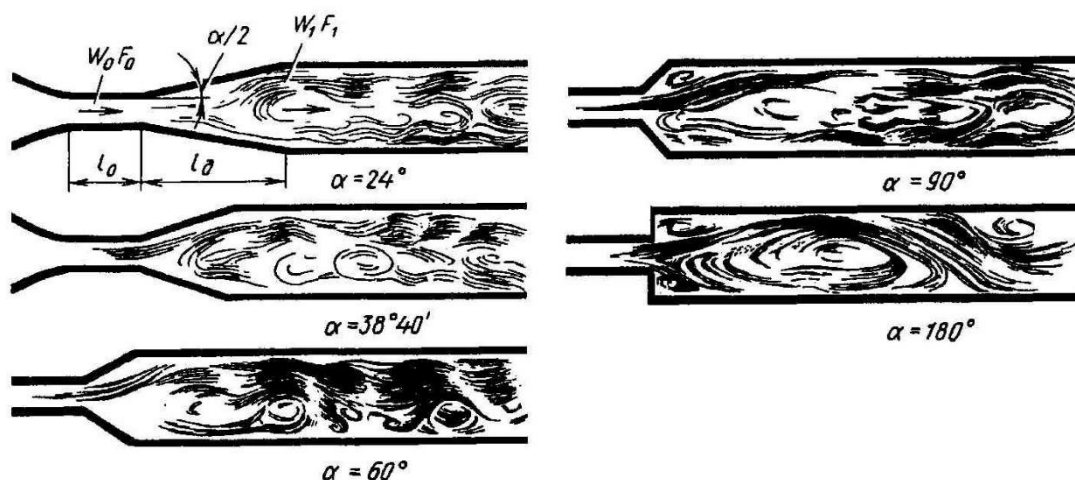
Zkosený profil přechodu

Obr. 13 Zkosení hran přechodového prvku [9]

1.4.2 Ztráty v prvcích kde dochází ke hladké změně průřezu kanálu

Difuzory

Difuzor je hladce se rozšiřující kanál užívaný k přechodu z menšího na větší průřez kanálu (přeměna kinetické energie proudu na potenciální energii, neboli přeměna dynamického tlaku na tlak statický) s minimálními tlakovými ztrátami. Se zvyšujícím se úhlem rozšíření difuzoru α se zvyšuje odporový koeficient ζ a tím i celková tlaková ztráta (obr. 14 znázorňuje různé úhly rozšíření difuzoru a jejich vliv na režim proudění). Zvětšování ζ je především důsledkem tvoření turbulencí, odtrhávání mezí vrstvy proudění od stěn difuzoru a zvětšování vířivých oblastí.



Obr. 14 Schéma proudění v difuzorech různých úhlů rozšíření [9]

Při konstantních podmínkách proudění (při konstantním průtoku) na vstupu do difuzoru a konstantní délce l_d , nebo poměru $n_{ar} = F_1/F_0$ vede zvyšování úhlu α k čtyřem režimům proudění

Stabilní režim, kdy nedochází k odtržení proudu od stěn difuzoru.

Režim, při kterém dochází k nerozvinutému odtrhávání proudu a velikost a síla odtržení se mění s časem (proud osciluje, difuzory s lokálním odtržením proudu).

Režim s plně rozvinutým odtržením proudu. Většinu prostoru difuzoru zaujímá zpětné proudění (difuzor s významným efektem odtržení proudu).

Režim tryskového proudu, hlavní proud je oddělený od stěn difuzoru po celém průřezu (difuzory s kompletním odtržením proudu).

Pokud je úhel rozšíření difuzoru $\alpha > 30^\circ$, vliv rovného úseku před vstupem do difuzoru klesá a při $\alpha \geq 60^\circ$ je prakticky zanedbatelný. Je to způsobeno tím, že se proud odtrhává od stěn difuzoru tak blízko vstupní sekci, že jakýkoliv posun bodu odtržení proti proudu je nemožný.

Rovný úsek před vstupem do difuzoru je charakteristický symetrickým rychlostním profilem, kde je nejvyšší rychlost proudění v jádru (středu) proudu a směrem ke stěnám kanálu se snižuje (konvexní tvar). Pokud difuzoru předchází segment způsobující nesouměrnosti v rychlostním profilu proudění, například způsobující profil s redukovanou rychlostí ve středu proudu a zvýšenými rychlostmi u stěn kanálu (konkávní tvar) bude se odporový součinitel difuzoru chovat opačně než-li u konvexního profilu, tedy při nízkých úhlech α bude odpor vyšší než při větších úhlech rozšíření.

Vliv drsnosti stěn kanálu na odpor prvku

Experimenty provedené Voytovichem a Emeljanovem [idelchik 14] ukazují, že drsnost kanálu difuzoru zvyšuje odporový součinitel jen při určitých limitních úhlech rozšíření a poměrech průřezů difuzoru. Největší dopad má drsnost stěn kanálu u difuzorů s malým úhlem rozšíření α .

Drsnost stěn má také dopad pouze na určitou počáteční část difuzoru, odpovídající poměru průřezů $n_x \leq 1.5$, kde je mezní vrstva ještě stále tak tenká, že výška nerovností převyšuje tloušťku viskózní podvrstvy. S rostoucí tloušťkou této vrstvy vliv drsnosti klesá.

Vliv tvaru difuzoru na celkovou tlakovou ztrátu

Proudění v difuzorech s obdélníkovým průřezem a charakter křivek odporových součinitelů je prakticky stejný jako u difuzorů kuželových (konických). U obdélníkového průřezu kanálu ale rohy způsobují dřívější odtržení proudu od stěn kanálu a odporové koeficienty jsou u těchto difuzorů vždy vyšší než-li u difuzorů kuželových.

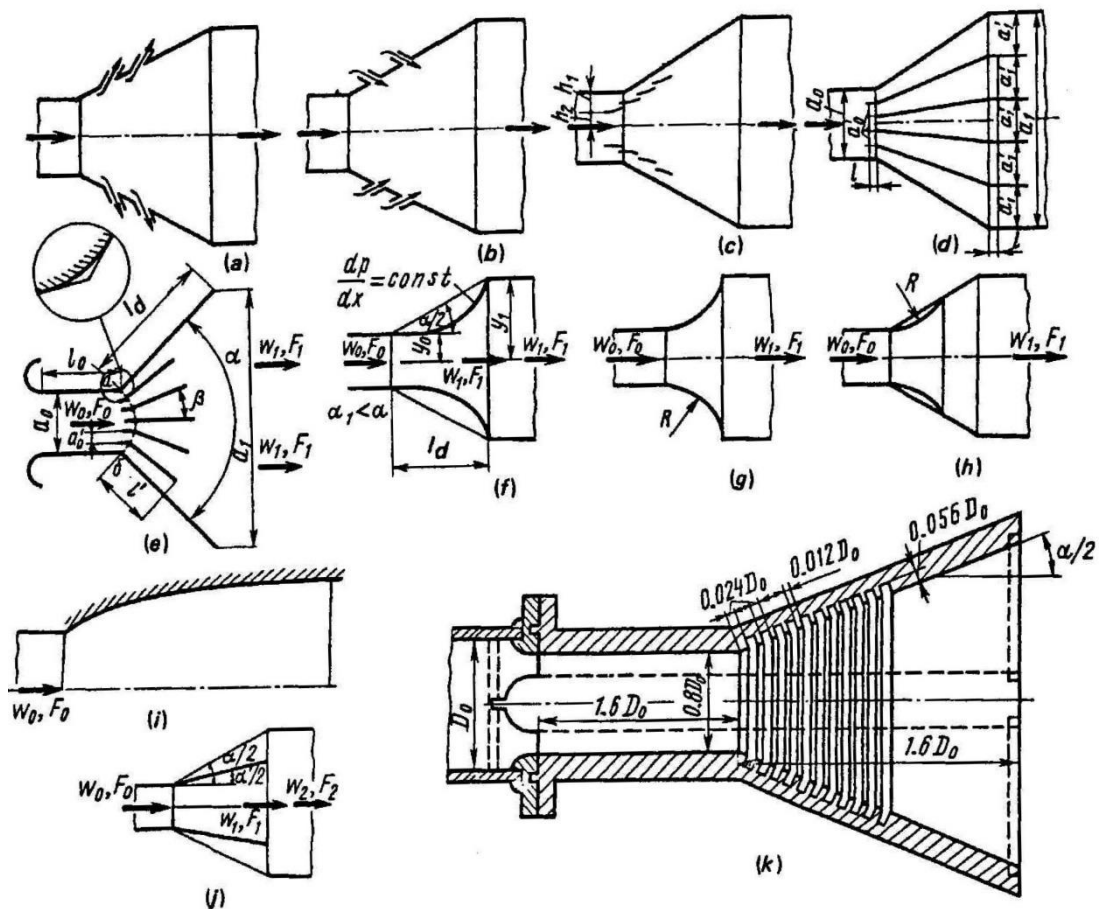
Odpor rovinných difuzorů (rozšiřují se pouze v jedné rovině) je při stejném úhlu rozšíření zřetelně menší než-li u difuzorů rozšiřujících se ve dvou rovinách a v některých případech je dokonce menší než u kuželových difuzorů. Je to způsobeno hladšími přechody mezi průřezy, a s tím souvisejícím nižším tlakovým gradientem (spádem) směrem po proudu (menší náchylnost na odtržení proudění od stěn).

Při úhlech rozšíření difuzoru $\alpha = 40 - 50^\circ$ jsou ztráty menší než při náhlém rozšíření kanálu ($\alpha = 180^\circ$), ale při úhlu rozšíření $\alpha = 50 - 90^\circ$ ztráty difuzoru rostou a od úhlu 90 do 180° se tlakové ztráty difuzoru blíží ztrátám náhlým rozšířením kanálu (Kapitola náhlé rozšíření kanálu). Pokud tedy není po proudu vyžadován konstantní rychlostní profil, není užití difuzoru od úhlů rozšíření $\alpha = 40 - 50^\circ$ nutné.

Snižování odporového součinitele difuzorů

Mezi hlavní jevy zvyšující odpor při proudění krátkými difuzory s velkým úhlem rozšíření jsou stejně jako u konvenčního difuzoru, tedy odtržení proudu od stěn kanálu a tvoření vířivých oblastí.

Konstrukčními zásahy, kterými se tyto jevy omezují či odstraňují, jsou: odsávání mezní vrstvy (obr. 15a) přifukování (obnovení obr. 15b); instalace naváděcích plechů (přepážek, obr. 15c); dělení stěn (rozdělení difuzoru po celé délce viz obr. 15d, nebo jen části 15e); použití stěn s křivočarým profilem (obr. 15f, g, h, i), odstupňované difuzory (obr. 15j); Difuzor se zařazenými příčnými žebry (obr. 15k).



Obr. 15 Různé způsoby snížení odporu difuzoru [9]

Odsávání mezní vrstvy (obr. 15a): Část vířivé oblasti proudu, která se odděluje od stěny difuzoru je odsávána a přivádí se zpět dále po proudu. Oblast odtržení se posouvá po proudu a proudění je hladší, odpor způsobený odtržením mezní vrstvy mizí.

Přifukování (obr. 15b): Zvyšuje rychlost proudění u stěny difuzoru, kde má proud tendenci zpomalovat a takto snižuje efekt odtrhávání mezní vrstvy.

Naváděcí plechy odklání ze středu proudění (kde je vysoká rychlost tekutiny) část proudů směrem ke stěnám difuzoru do oblastí náchylných na vznik vírů a odtržení (obr. 15c). Oblast se zmenšuje nebo zcela mizí a odpor klesá. Naváděcí plechy se nejčastěji využívají u difuzorů s velkým úhlem rozšíření, kdy celkový součinitel odporu snižují na polovinu. Plechy by měli být instalovány již před vstupem do difuzoru a částečně i za ním (obr. 15c). Počet plechů by se měl zvyšovat se zvyšujícím se úhlem rozšíření difuzoru.

Rozdělením difuzoru s velkým úhlem rozšíření do několika užších difuzorů (obr. 15d) je dosaženo jak nižšího odporového součinitele ζ , tak rovnoměrnějšího rychlostního profilu na výstupu.

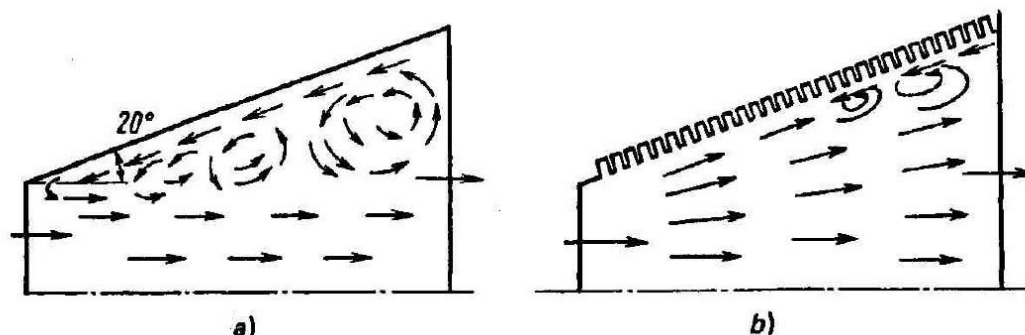
Difuzor se zakřivenými stěnami (obr. 15f), kde se průřez rozšiřuje z počátku méně než na konci, odstraňuje hlavní příčiny odtrhávání proudů od stěn a snižuje celkové ztráty. Nejvhodnějším tvarem difuzoru je takový, u kterého je po směru potenciálního proudění konstantní tlakový gradient ($dp/dx = konst.$). Při úhlu rozšíření $\alpha = 25 - 90^\circ$ jsou ztráty oproti přímým difuzorům o 40% menší. Pro difuzory s úhlem rozšířením $\alpha < 15 - 20^\circ$ jsou ztráty v zakřiveném difuzoru vyšší nežli u přímých difuzorů a proto jsou zakřivené difuzory vhodné pouze pro vyšší úhly divergence.

Profil stěn difuzoru lze také zakřivit do tvaru blízcího se nebo opisujícího část kružnice (obr. 15g, h). Například klasický přímý difuzor s úhlem rozšíření $\alpha = 30^\circ$ lze nahradit při stejném odporovém součiniteli zakřiveným difuzorem, který bude o polovinu kratší.

Dalším užívaným typem difuzoru je difuzor s takzvanou předseparovanou turbulentní mezní vrstvou (obr. 15i). Přibližná metoda výpočtu chování tohoto difuzoru byla vyvinuta Ginevským a Bychkovou [9]. Na vstupu má difuzor tvar zvonu, který poté přechází do části s rovnými stěnami, které mají u kruhového průřezu kanálu úhel rozšíření $\alpha = 4^\circ$ a u obdélníkového $\alpha = 6^\circ$.

V odstupňovaném difuzoru (obr. 15j) je hladká změna průřezu následována změnou prudkou. Hlavní ztrátou je poté ztráta šoková (kapitola Náhlé rozšíření průřezu), nicméně celková tlaková ztráta difuzoru je poloviční až třetinová.

Snížení celkového odporu difuzoru o více jak polovinu a také usměrnění rychlostního profilu na výstupu lze taktéž dosáhnout instalací kolmých žeber (obr. 15k). Efektu je dosaženo nahrazením jedné separace proudu od stěny sérií menších odtržení (viz obr. 16b). Nejvyšší účinnost mají žebra při úhlu rozšíření $\alpha = 40 - 45^\circ$.



Obr. 16 Schema proudění difuzorem a) bez žeber b) s žebry [9]

Difuzor zařazený za ventilátor

Ventilátor způsobuje deformaci rychlostního pole proudění a na tuto skutečnost je nutno brát zřetel. Například rychlostní profil na výstupu z odstředivého ventilátoru je asymetrický kvůli vychýlení proudění ve směru rotace ventilátoru.

Odklon proudění ve směru otáčení ventilátoru umožňuje použití difuzorů s velkým úhlem rozšíření kanálu. Pokud je za centrifugální (odstředivý) ventilátor zařazen rovinný difuzor s úhlem rozšíření $\alpha > 25^\circ$ je nevhodnější, aby byl asymetrický tak, že vnější stěna difuzoru je buďto pokračováním skříně, nebo se od ní odklání pouze o malý úhel (maximálně 10°), zatímco vnitřní stěna opisuje zhruba tvar stěny skříně oběžného kola.

Pokud je pro difuzor za ventilátorem omezené místo, je nejlepší variantou použití odstupňovaného difuzoru, který je při stejném součiniteli odporu kratší.

Konfuzory

Přechod z většího průřezu na menší skrz hladce se zužující kanál (konfuzor) je taktéž doprovázen nevratnou ztrátou tlaku. Odporový součinitel konfuzorů s přímým profilem stěn závisí na úhlu konvergence (zúžení), na poměru vstupního a výstupního průřezu a při nízkých rychlostech na Reynoldsově čísle.

Při dostatečně velkých úhlech zúžení kanálu ($\alpha > 10^\circ$) se proud v místě přechodu do přímé části kanálu odtrhává od stěn a způsobuje hlavní lokální tlakovou ztrátu. Čím větší úhel α tím vyšší odporový součinitel ζ a celková tlaková ztráta. Odporový součinitel nabývá maxima při úhlu $\alpha = 180^\circ$, tedy při náhlém zúžení kanálu.

Pro inženýrské výpočty lze celkový ztrátový součinitel ζ vyjádřit rovnicí (24.1)

$$\zeta = \zeta_{loc} + \zeta_{fr} \quad (24.1)$$

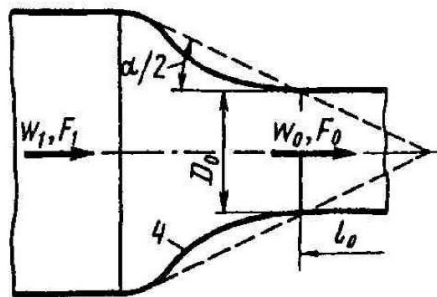
kde dle [9] odpovídá lokální odporový součinitel konfuzoru:

$$\zeta_{loc} = (-0.0125n_0^4 + 0.0224n_0^3 - 0.00723n_0^2 + 0.0044n_0 - 0.00745) \cdot (\alpha_p^3 - 2\pi\alpha_p^2 - 10\alpha_p) \quad (24.2)$$

kde $\alpha_p = \frac{2\pi}{360} \cdot \alpha$ [rad]. α [°] je úhel zúžení konfuzoru a $n_0 = \frac{F_0}{F_1}$ tedy poměr výstupního ku vstupnímu průřezu. ζ_{fr} [-] je odporový součinitel tření v konfuzorovém kanálu.

Vliv tvaru konfuzoru na celkovou tlakovou ztrátu

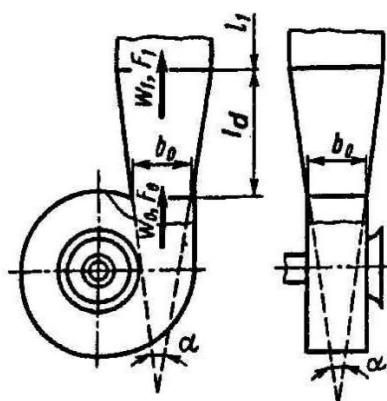
Lokální odporový součinitel může být významně snížen, pokud budou mít stěny konfuzoru zakřivený tvar, zejména pokud budou mít tvar části kružnice, nebo obecně hladký profil (obr. 17).



Obr. 17 Ideální tvar konfuzorového kanálu [9]

V případě malého úhlu zúžení a správného zakřivení profilu konfuzoru se při vstupu do rovného úseku neodtrhává proud od stěn a celkový odporový koeficient je závislý pouze na součiniteli tření v kanále ζ_{fr} .

Výpočet odporového součinitele ζ v difuzoru obdélníkového průřezu instalovaného za odstředivým ventilátorem



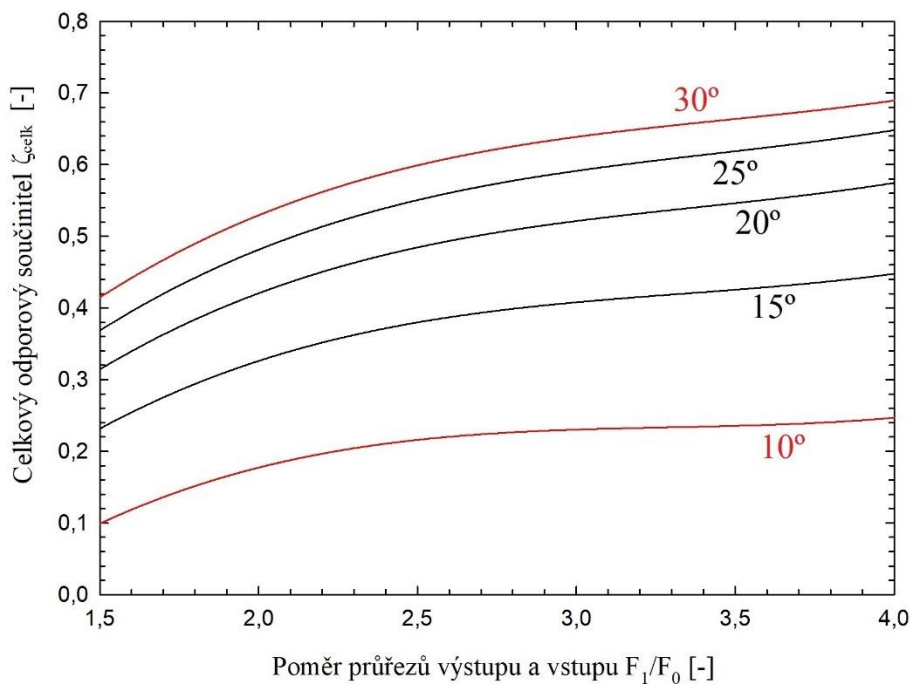
Hodnoty ζ

α , úhel	F_1/F_0					
	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
10	0.10	0.18	0.12	0.23	0.24	0.25
15	0.23	0.33	0.38	0.40	0.42	0.44
20	0.31	0.43	0.48	0.53	0.56	0.58
25	0.36	0.49	0.55	0.58	0.62	0.64
30	0.42	0.53	0.59	0.64	0.67	0.69

Obr. 18 Difuzor za ventilátorem a tabulka hodnot odporového součinitele ζ

Součinitel odporu ζ je funkcí poměru výstupního a vstupního průřezu difuzoru a úhlu rozšíření α [°] (viz obr. 19).

$$\zeta = f\left(\frac{F_1}{F_0}, \alpha\right) \quad (24.3)$$

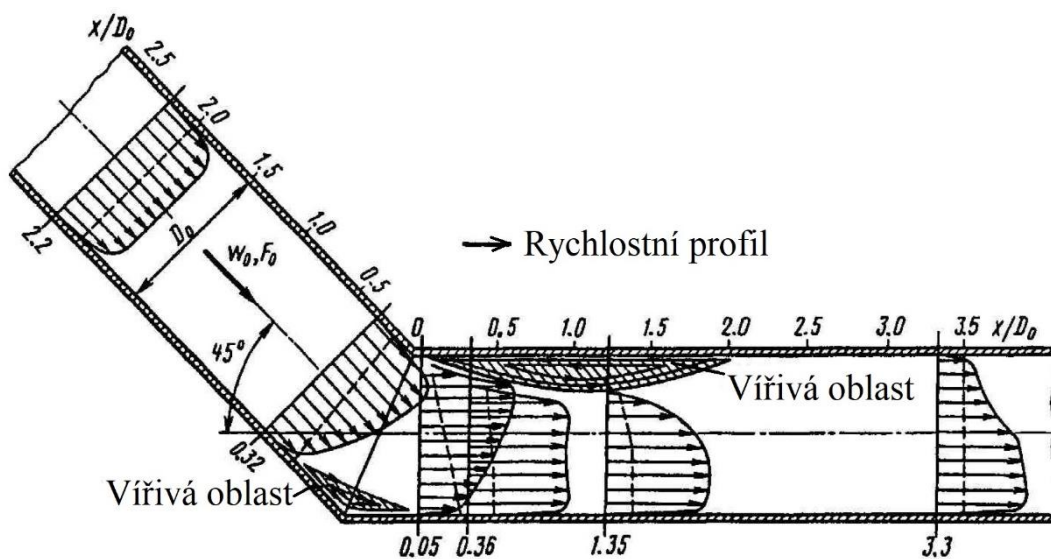


Obr. 19 Graf závislosti odporového součinitele na poměru výstupního a vstupního průřezu difuzoru pro vybrané úhly rozšíření α

1.4.3 Ztráty při proudění kanály kde dochází k zakřivení směru proudu

Odporové koeficienty tření v kolenech, ohybech a zahnutých segmentech.

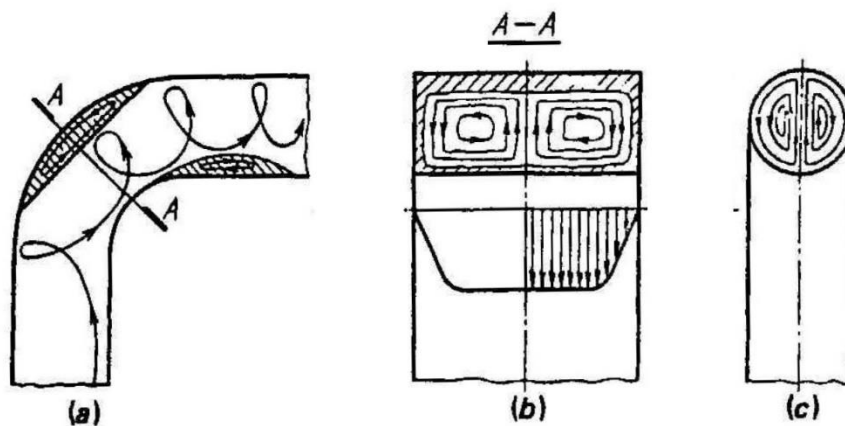
Při ohybu proudu v kolenech a zahnutých potrubích vznikají odstředivé síly, které směřují ze středu ohybu proudění k vnější straně kanálu. Tyto síly způsobují nárůst tlaku na vnější straně kanálu a pokles tlaku na straně vnitřní. Dle Bernoulliho rovnice při vnější straně kanálu proud zpomaluje a u vnitřní strany zrychluje (viz obr. 20). Difuzorový jev způsobuje odtržení proudu od obou stěn, v tomto případě je odtržení intenzivnější u vnitřní stěny díky setrvačným silám působícím v ohybu směrem k vnější straně kanálu. Při odtržení proudu od stěny se na vnitřní straně kanálu tvoří vířivá oblast, která se rozšiřuje jak po proudu, tak směrem do středu proudění a zmenšuje průřez hlavního proudu.



Obr. 20 Diagram rychlostního profilu v kolenu [9]

Vznik odstředivých sil v zakřiveném kanálu a výskyt mezní vrstvy při stěnách vysvětlují existenci sekundárního příčného proudění, takzvaného vírového páru (obr. 21), který se vrství v hlavním proudu paralelně k ose kanálu a dodává proudnicím helikální (spirálovitý) tvar.

Největší podíl na tlakové ztrátě v zakřivených kanálech mají vírové oblasti na vnitřní straně potrubí a společně se vznikem sekundárního proudění utváří specifický tvar rychlostního profilu proudění.



Obr. 21 Vírový pár v koleni a) podélný řez b) příčný řez v obdélníkovém kanálu c) příčný řez v kruhovém kanálu [9]

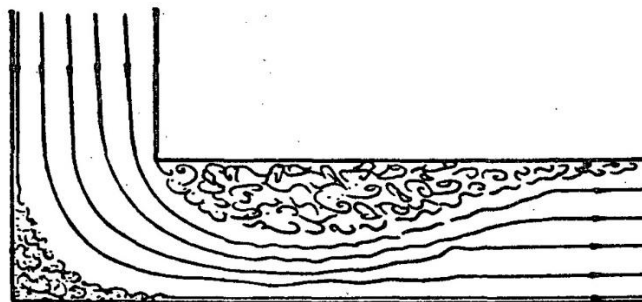
Vliv tření na celkovou tlakovou ztrátu

Součinitel odporu proudění v kolenech lze pro většinu inženýrských výpočtů určit dle rovnice (25) jako suma lokálního odporového součinitele ζ_{loc} a koeficientu tření ζ_{fr} , který se určí stejným způsobem jako pro přímý kanál (kapitola 1.3).

$$\zeta = \zeta_{loc} + \zeta_{fr} \quad (25)$$

Vliv tvaru zakřiveného prvku na celkovou tlakovou ztrátu

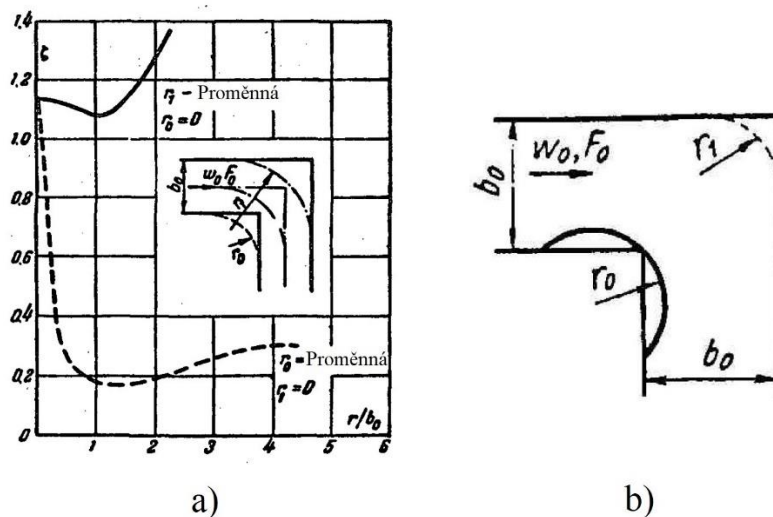
Při ostatních podmínkách konstantních je odpor zakřiveného potrubí nejvyšší, pokud jeho vnitřní stěna vytváří v ohybu ostrý roh. Odtržení proudu od vnitřní stěny je tehdy nejintenzivnější a při úhlu ohybu $\alpha = 90^\circ$ zabírá vířivá oblast na vnitřní straně kanálu polovinu průřezu kanálu (viz obr. 22). Zaoblení rohů (zejména vnitřní hrany) výrazně snižuje náchylnost na odtržení proudu a snižuje tak celkový odporový součinitel.



Obr. 22 Diagram proudění v koleni s ostrou hranou ohybu [9]

Zaoblení vnější hrany a ponechání vnitřního rádiusu ostrého ($r_0 = 0$) nevede k značnému snížení odporového součinitele. Velké zvětšení vnějšího radiusu vede naopak ke zvýšení odporového koeficientu. Není proto vhodné zaoblit pouze vnější oblouk, neboť to vede k umocnění difuzorového efektu.

Minimálního odporu proudění je dosaženo, pokud se tvar odbočení řídí rovnicí $r_1/b_0 = r_0/b_0 + 0.6$ (koleno optimálního tvaru). „Normální“ koleno, tvarově popsané rovnicí $r_1/b_0 = r_0/b_0 + 1$ má součinitel odporu velmi blízký minimu, přičemž takovéto koleno je snazší na výrobu a je tedy adekvátní náhradou.



Obr. 23 a) Závislost odporového součinitele na změně zaoblení hran
b) Diagram použití „kapotáže“ na vnitřní straně ohybu kanálu [9]

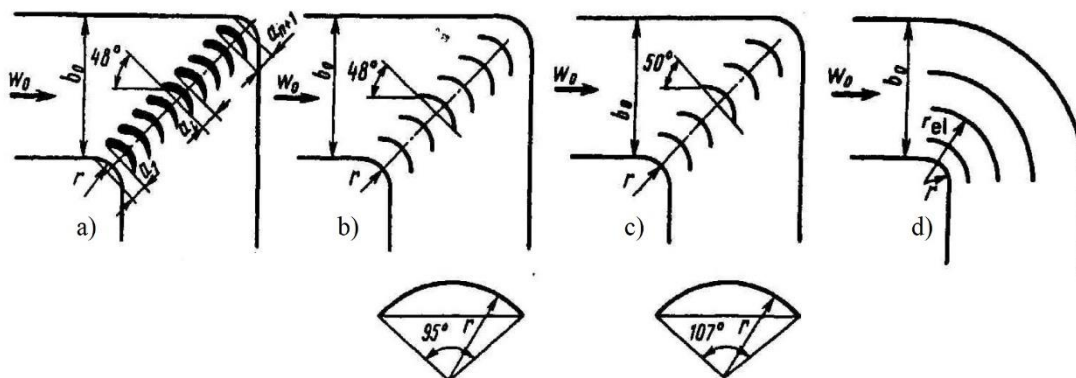
Snižování tlakové ztráty

Odpor v pravoúhlých kolech může být výrazně snížen použitím takzvané „kapotáže“ na vnitřní straně kanálu (obr. 23b). Pokud je dodržen optimální poměr stran $r_0/b_0 = 0.45$ je pak možné v pravoúhlém oblouku snížit odporový koeficient na polovinu.

Odporový součinitel ovlivňuje také změna poměru výstupního a vstupního průřezu F_1/F_0 . Zvětšováním průřezu kanálu směrem po proudu se zvětšuje difuzorový efekt, který umocňuje odtržení proudu od stěn. Pokud je ale průtok konstantní zvětšení průřezu kanálu sníží střední rychlost proudění a dle Darcy-Weisbachova vztahu (13) se sníží i celková tlaková ztráta.

Snížení rychlosti proudění má větší vliv než nastalé zvětšování vířivých oblastí a do určitého limitu je z hlediska celkové tlakové ztráty výhodné zvýšit poměr F_1/F_0 . Pro pravoúhlá kolena s ostrými hranami je ideální poměr F_1/F_0 v rozmezí 1.2-2.0. Pro pravoúhlá kolena s hladkým ohybem je ideální poměr F_1/F_0 blízký jedné a změna poměru průřezů nemá na celkovou tlakovou ztrátu vliv.

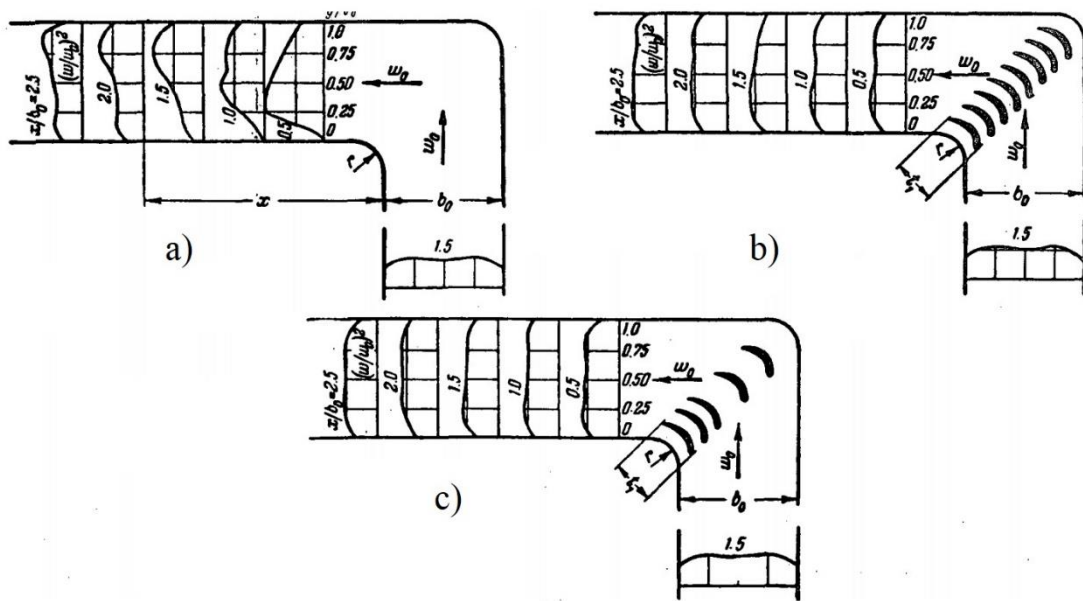
Celkový odporový součinitel kolen lze snížit nejen optimální geometrií zakřivení, ale také instalací prvků, které ovlivňují směr proudění. Ideálním zaoblením kolen narůstá jejich rozměr, zatímco použitím takzvaných naváděcích plechů (segmentů) zůstávají rozměry kolena stejné a celková tlaková ztráta výrazně klesá. Naváděcí prvky mohou být aerodynamicky tvarované (obr. 24a), zjednodušené (zaoblené jako část válcové plochy viz obr. 24b a c) nebo tenké, koncentrické (obr. 24d).



Obr. 24 Naváděcí prvky v koleni a) aerodynamicky tvarované b), c) tenkostěnné d) koncentrické [9]

Aerodynamická mříž (obr. 24a) ohýbá směr proudění k vnitřní straně kolene. Pokud jsou rozměry naváděcích lopatek správně zvoleny, jejich instalací se zabrání odtrhávání proudu od stěny kanálu a tvoření vířivé oblasti při vnitřní straně kolene. Tímto se snižuje celková tlaková ztráta a navíc díky aerodynamické mříži dochází k usměrnění a vyrovnání rychlostního pole po proudu zakřiveného segmentu (viz obr. 25).

Jelikož má největší vliv na snížení odporu a vyrovnání rychlostního profilu proudění eliminace vířivé oblasti na vnitřní stěně kanálu, mají největší efekt lopatky umístěné v blízkosti vnitřního zaoblení. To umožňuje odstranit některé lopatky umístěné poblíž vnější stěny kolene beze změny charakteristik toku a výrazného zhoršení účinnosti naváděcích prvků [9].



Obr. 25 Diagram tvarů rychlostního pole proudění v závislosti na počtu naváděcích segmentů a) bez naváděcích plechů b) s takzvaným normálním počtem c) s redukovaným počtem [9]

Pokud je za kolenem požadován rovnoměrný rychlostní profil je nutno zachovat „normální“ počet segmentů. Jejich počet lze určit dle vztahu (26.1).

$$n_{norm} = 2.13 \left(\frac{r}{b_0} \right)^{-1} - 1 \quad (26.1)$$

V praxi stačí použít nižší počet naváděcích prvků a to buďto počet „nejvíce výhodný“ (26.2) nebo počet „minimální“ efektivní (vztah 26.3).

$$n_{adv} = 1.4 \left(\frac{r}{b_0} \right)^{-1} - 1 \quad (26.2)$$

$$n_{min} = 0.9 \left(\frac{r}{b_0} \right)^{-1} - 1 \quad (26.3)$$

tětiva t_1 [m] (obr. 25) aerodynamicky tvarovaného naváděcího prvku je brána jako tětiva 90° kruhové výseče (rovnice 27.1), nebo v případě netvarovaných naváděcích plechů jako délka tětivy vnitřního oblouku zakřivení kanálu.

$$t_1 = r\sqrt{2} \quad (27.1)$$

Vztahy pro určení počtu naváděcích segmentů jsou platné pouze pro odpovídající rozměry těchto prvků, tedy pro odpovídající délku tětivy lopatky t_1 a radius oblouku kolena!

Pokud není koleno hladce zakřivené (má ostrou nebo zkosenou hranu ohybu) určí se délka tětivy dle vztahu $t_1 = 0.15$ až $0.6D_h$ a počet naváděcích prvků dle rovnic (27.2).

$$\begin{aligned} n_{norm} &= 3 \frac{D_h}{t_1} - 1 \\ n_{adv} &= 2 \frac{D_h}{t_1} \\ n_{min} &= 1.5 \frac{D_h}{t_1} \end{aligned} \quad (27.2)$$

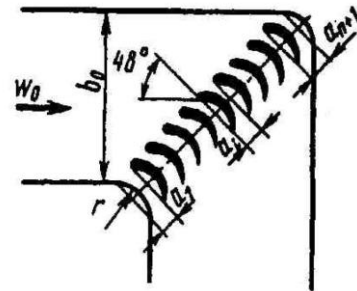
kde D_h [m] je ekvivalentní hydraulický průměr kanálu.

V případě normálního počtu naváděcích prvků n_{norm} jsou plechy rovnoměrně rozmístěny podél linie ohybu tak, že vzdálenost mezi nimi je určena dle vztahu $a_i = S/(n + 1)$ [m] kde je $S = \sqrt{2}b_0$ [m] tedy délka přepony ohybu (vzdálenost mezi vnitřní a vnější hranou kolene) a n [-] je počet segmentů.

V případě že je výstupní průřez kolena rozdílný od vstupního (koleno má difuzorový tvar) je délka přepony $S = \sqrt{b_0^2 + b_1^2}$ [m] kde b_0 [m] je délka strany vstupního průřezu kanálu a b_1 [m] délka strany výstupního průřezu kanálu.

Při použití redukovaného počtu naváděcích prvků se doporučuje, aby se vzdálenost mezi nimi měnila dle pravidel aritmetické posloupnosti. Pro optimální počet lopatek platí vztah $\frac{a_{n+1}}{a_1} = 2$ a pro minimální počet $\frac{a_{n+1}}{a_1} = 3$.

a_1 [m] je zde vzdálenost od tělivy oblouku vnitřního zaoblení k tělivě první naváděcí lopatky (viz obr. 26); a_{n+1} je vzdálenost mezi tělivou poslední uvažované lopatky a tělivou vnějšího zaoblení.



Obr. 26 Detail rozmístění naváděcích plechů [9]

Střední vzdálenost mezi vnitřními lopatkami a_i [m] je pro optimální počet naváděcích prvků dána rovnicí (27.3).

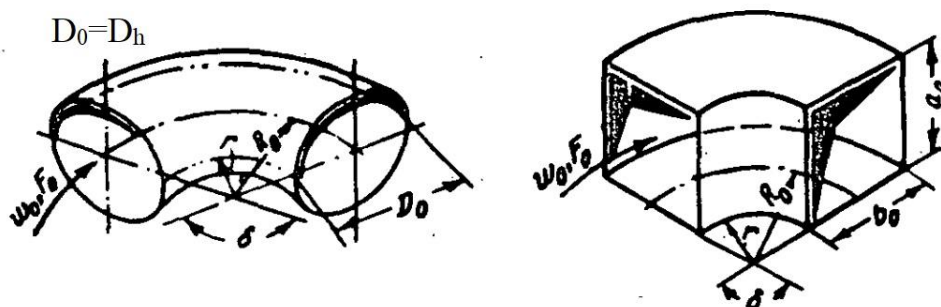
$$a_i = 0.67 \frac{S}{n + 1} \left(1 + \frac{i - 1}{n} \right) \quad (27.3)$$

Pro minimální počet naváděcích prvků (27.4)

$$a_i = \frac{S}{n + 1} \left(0.5 + \frac{i - 1}{n} \right) \quad (27.4)$$

kde je i [-] pořadí naváděcího prvku a n [-] počet prvků.

Výpočet odporového součinitele ζ u hladce zakřiveného kolena s úhlem ohybu $0 < \delta < 180^\circ$



Obr. 27 Zaoblené koleno kruhového a obdélníkového průřezu [9]

1) Pro kanál s hladkým povrchem stěn ($\Delta = 0$) a $Re \geq 2 \cdot 10^5$ je součinitel odporu ζ popsán rovnicí (28.1).

$$\zeta = \zeta_{loc} + \zeta_{fr}$$

$$\zeta_{loc} = A_1 B_1 C_1 \quad (28.1)$$

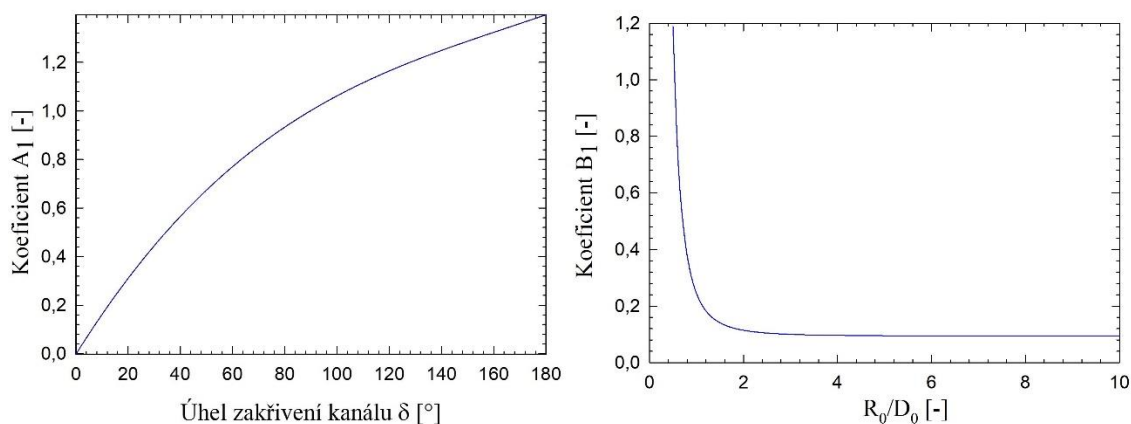
kde je ζ_{loc} [-] lokální součinitel odporu proudění.

Koeficient $A_1 = f(\delta)$ zohledňuje úhel ohybu kanálu δ (viz obr. 28).

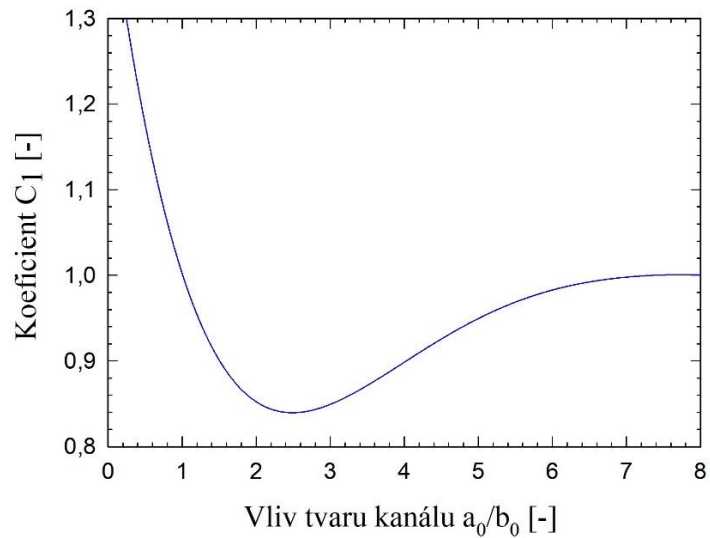
Koeficient $B_1 = f(R_0/D_0)$ je funkcí poloměru zakřivení kanálu R_0 a jeho průměru D_0 (viz obr. 28).

Koeficient $C_1 = f(a_0/b_0)$ se týká tvaru kanálu. Pro kruhový průřez kanálu je $C_1 = 1$.

Odporový součinitel tření ζ_{fr} je funkcí úhlu ohybu kolena δ , součinitele tření λ a poměru R_0/D_0 .



Obr. 28 Grafy vlivu tvaru kanálu na koeficienty A_1 a B_1



Obr. 29 Graf vlivu tvaru kanálu na koeficient C_1

2) Pro kanál s drsným povrchem stěn ($\Delta > 0$) a $Re \geq 10^4$ je součinitel odporu ζ popsán rovnicí (28.2),

$$\zeta = k_{\Delta} k_{Re} \zeta_{loc} + \zeta_{fr} \quad (28.2)$$

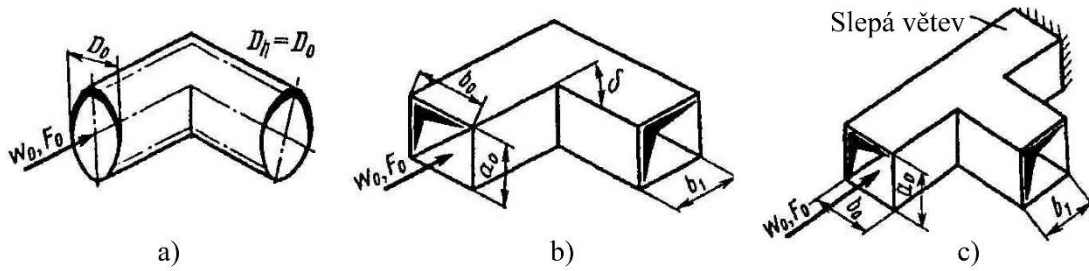
kde k_{Δ} a k_{Re} jsou koeficienty zohledňující vliv drsnosti kanálu a Reynoldsova čísla. ζ_{loc} a ζ_{fr} se určí shodně s bodem 1.

Koeficienty vlivu drsnosti kanálu a Reynoldsova čísla jsou určeny analytickými vztahy jako funkce $\bar{\Delta}$ a Re .

$$k_{\Delta} = 1 + 0,5 \cdot \bar{\Delta} \cdot 10^3 \quad (\text{pro } Re \geq 4 \cdot 10^4)$$

$$k_{Re} = 1 \quad (\text{pro } Re \geq 2 \cdot 10^5)$$

Výpočet odporového součinitele ζ pro koleno s ostrou hranou ohybu ($r/b_0 = 0$) a úhlem zakřivení ($0 < \delta < 180^\circ$)



Obr. 30 Koleno s ostrou hranou a) kruhový b) obdélníkový průřez c) slepý konec [9]

1) Pro kanál s hladkým povrchem stěn ($\Delta = 0$) a $Re \geq 2 \cdot 10^5$ je součinitel odporu ζ popsán rovnicí (29.1).

$$\zeta = C_1 A \zeta_{loc} \quad (29.1)$$

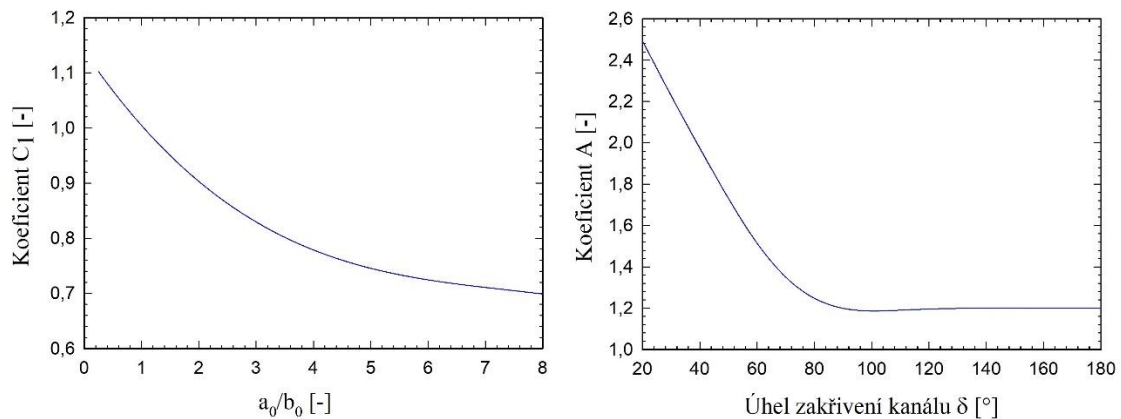
Koeficient $C_1 = f(a_0/b_0)$ zohledňuje tvar kanálu (viz obr. 31).

$A = f(\delta)$ je vliv úhlu ohybu kolena (viz obr. 31).

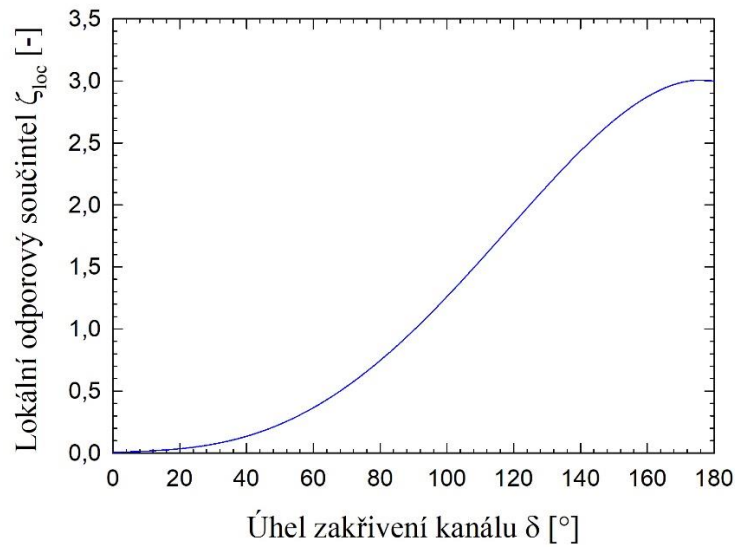
ζ_{loc} je funkcí úhlu ohybu kolena (viz obr. 32).

Součinitel tření ζ_{fr} se v tomto případě uvažuje nulový ($\zeta_{loc} \sim 0$).

Pokud je koleno ukončeno slepou větví (viz obr. 30c) násobí se součinitel číslem 1,2.



Obr. 31 Graf vlivu tvaru kanálu na koeficient C_1 a vliv úhlu ohybu kolena na koeficient A



Obr. 32 Graf závislosti lokálního odporového součinitele ζ_{loc} na poměru R_0/D_0

2) Pro kanál s drsným povrchem stěn ($\Delta > 0$) a $Re \geq 10^4$ je součinitel odporu ζ popsán rovnicí (29.2),

$$\zeta = k_{\Delta} k_{Re} C_1 A \zeta_{loc} \quad (29.2)$$

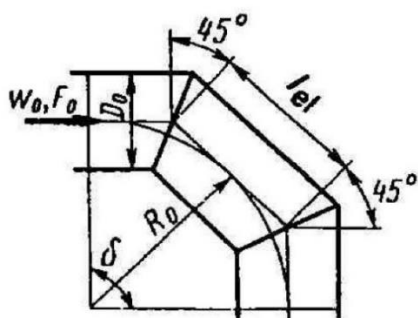
kde k_{Δ} a k_{Re} jsou koeficienty zohledňující vliv drsnosti kanálu a Reynoldsova čísla. Koeficienty C_1 a A se určí stejně jako v bodě 1.

Koeficienty vlivu drsnosti kanálu a Reynoldsova čísla jsou určeny analytickými vztahy jakožto funkce $\bar{\Delta}$ a Re .

$$k_{\Delta} = 1 + 0,5 \cdot \bar{\Delta} \cdot 10^3 \quad (\text{pro } Re \geq 4 \cdot 10^4)$$

$$k_{Re} = 1 \quad (\text{pro } Re \geq 2 \cdot 10^5)$$

Výpočet odporového součinitele ζ v segmentovaném koleni kruhového průřezu s úhlem ohybu 90°



$\frac{R_0}{D_0}$	0.01	0.24	0.48	0.7	0.97	1.2
ζ_{loc}	1.1	0.94	0.74	0.6	0.42	0.38

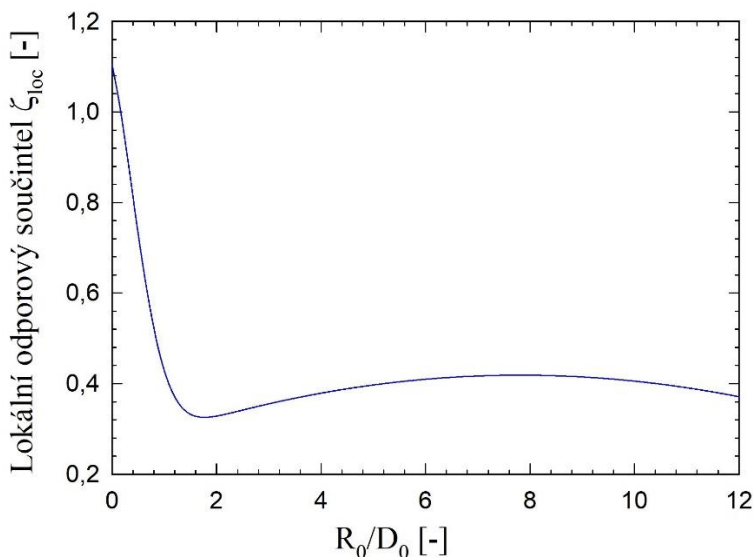
$\frac{R_0}{D_0}$	1.9	3.6	4.8	6	9	11
ζ_{loc}	0.315	0.38	0.41	0.4	0.4	0.4

Obr. 33 Kleno pravoúhlé, segmentované a tabulka hodnot ζ_{loc} v závislosti na geometrii kanálu [9]

1) Pro kanál s hladkým povrchem stěn ($\Delta = 0$) a $Re \geq 2 \cdot 10^5$ je součinitel odporu ζ popsán rovnicí (30.1),

$$\zeta = \zeta_{loc} + \zeta_{fr} \quad (30.1)$$

kde je lokální součinitel odporu ζ_{loc} funkcí podílu poloměru ohybu kolena a průměru kanálu $\zeta_{loc} = f(R_0/D_0)$ a závisí na počtu segmentů kolena. Graf (34) platí pro kleno složené z třech segmentů složených pod úhlem 45° (viz obr. 33).



Obr. 34 Závislost lokálního odporového součinitele na poloměru ohybu kolena a průměru kanálu

Odporový součinitel tření ζ_{fr} popsán rovnicí (30.2) je funkcí úhlu ohybu kolena δ , součinitele tření λ a poměru R_0/D_0 .

$$\zeta_{fr} = \left(\frac{2 \cdot \pi}{360^\circ}\right) \cdot \delta \cdot \lambda \cdot \frac{R_0}{D_0} \quad (30.2)$$

2) Pro kanál s drsným povrchem stěn ($\Delta > 0$) je součinitel odporu ζ popsán rovnicí (30.3),

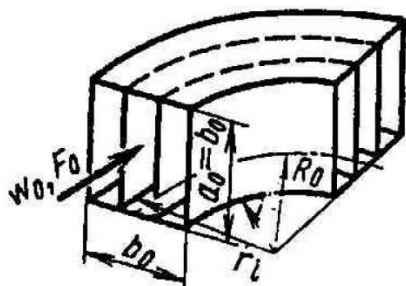
$$\zeta = k_\Delta k_{Re} \zeta_{loc} + \zeta_{fr} \quad (30.3)$$

kde k_Δ a k_{Re} jsou koeficienty zohledňující vliv drsnosti kanálu a Reynoldsova čísla. ζ_{loc} a ζ_{fr} se určí stejně jako v bodě 1.

$$k_\Delta = 1 + 0,5 \cdot \bar{\Delta} \cdot 10^3 \quad (\text{pro } Re \geq 4 \cdot 10^4)$$

$$k_{Re} = 1 \quad (\text{pro } Re \geq 2 \cdot 10^5)$$

Výpočet odporového součinitele ζ při použití koncentrických naváděcích plechů pro úhel ohybu ($\delta = 90^\circ$)



Obr. 35 Koncentrický naváděcí plech [9]

1) Pro obdélníkový průřez kanálu kde platí $r_0/b_0 = R_0/b_0 - 0.5$ je součinitel odporu ζ popsán rovnicí (31.1).

$$\zeta = k_{Re} \zeta_{loc} + \zeta_{fr} \quad (31.1)$$

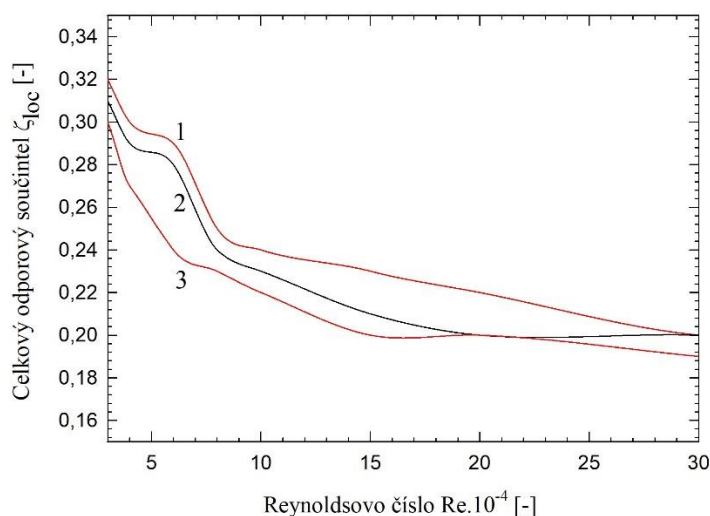
kde je ζ_{loc} [-] lokální součinitel odporu proudění (31.2) a k_{Re} [-] je koeficient zohledňující vliv Reynoldsova čísla (viz str. 44).

$$\zeta_{loc} = \left(0.46 \frac{R_0}{b_0} - 0.04\right) \zeta_{w.v} \quad (31.2)$$

$\zeta_{w.v}$ je součinitel odporu pro koleno bez naváděcích plechů

Odporový součinitel tření ζ_{fr} je funkcí úhlu ohybu kolena δ , součinitele tření λ a poměru R_0/D_0 , $\zeta_{fr} = f(\delta, \lambda, R_0/D_0)$ viz str. 44.

1) Pro kruhový profil průřez kanálu je celkový součinitel odporu ζ_{loc} popsán grafem (36).



Obr. 36 Graf celkového odporového součinitele kruhového kolene při použití koncentrických naváděcích plechů v závislosti na Re a počtu plechů

1.4.4 Ztráty při spojení či rozdělení proudů.

Základním dělením rozbočení je na křižovatky, u kterých platí rovnice $F_b + F_s = F_c$, tedy kdy je součet průřezů větví stejný jako průřez společného kanálu (obr. 37a, b) a na rozbočky, u kterých platí: $F_b + F_s > F_c$ součet průřezů větví je větší než u společného kanálu (obr. 37c, d).

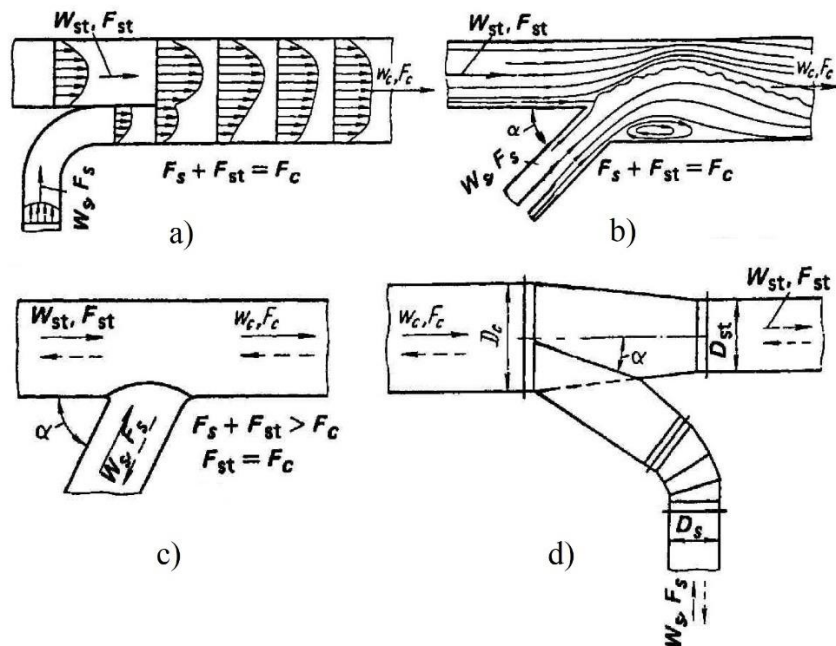
Odporový součinitel segmentů rozdělujících nebo spojujících proudy závisí na úhlu větvení α , na poměru průřezů kanálů, poměru objemových průtoků Q_s/Q_c a Q_{st}/Q_c , popřípadě poměru rychlostí proudící látky ve větvích kanálu w_s/w_c a w_{st}/w_c .

Odporový součinitel spojujících se proudů je funkcí všech zmíněných parametrů.

Odporový součinitel rozdělujících se proudů standardního tvaru je pouze funkcí úhlu větvení a poměru rychlostí w_s/w_c a w_{st}/w_c .

U rozboček obdélníkového průřezu kanálu je součinitel odporu považován za nezávislý na poměrech průřezů vstupujících a vystupujících kanálů.

Při spojení dvou paralelních proudů pohybujících se různými rychlostmi (obr. 37a) dochází k turbulentnímu mísení proudů doprovázenému nevratnými tlakovými ztrátami. Během tohoto mísení dochází k výměně hybnosti mezi částicemi proudících tekutin a končí vyrovnáním rychlostního profilu dále po proudu ve společném kanálu. Proud s vyšší rychlostí vždy ztrácí část své kinetické energie tím, že ji předává proudu pomalejšímu. Ztráta celkového tlaku před a po mísení se zvyšuje dle množství energie předané proudu s nižší rychlostí.

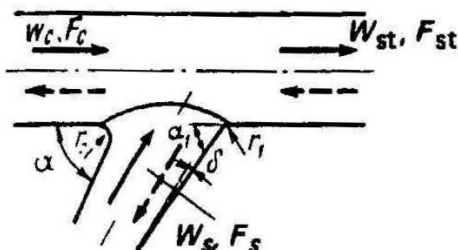


Obr. 37 Diagramy různých typů rozbočení [9]

Obecně jsou křižovatky složitější než-li je znázorněno na obr. 37a. V praxi se boční větev připojuje či odpojuje pod určitým úhlem alfa (obr. 37b, c). V tomto případě se ke ztrátám z důvodů mísení proudů přidávají také ztráty způsobené zakřivením proudění. Tyto ztráty jsou způsobeny hlavně odtržením proudu od vnitřní stěny kanálu, což vede ke zúžení průtočného průřezu z důvodu vzniku vířivé oblasti.

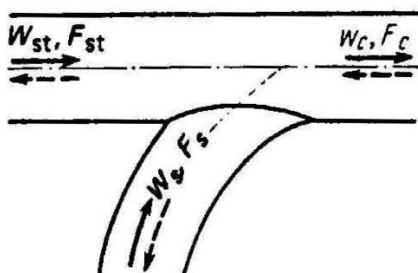
Snížování tlakové ztráty při spojení či rozdělení proudu

Odpor proudění vznikající při rozdělení nebo spojení kanálu lze výrazně snížit, jsou-li hrany odbočky zaobleny. V případě sbíhajících se kanálů stačí zaoblit vnější roh r_1 (viz obr. 38). Pokud se kanál rozděluje do dvou větví, je zapotřebí zaoblit oba rohy.



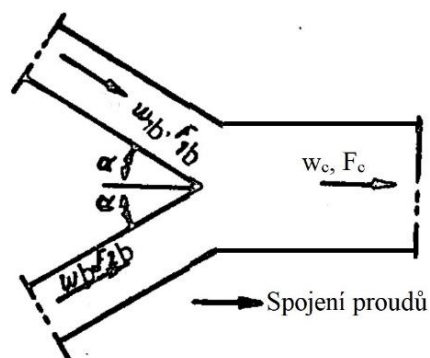
Obr. 38 Vylepšená geometrie odbočení [9]

Významného snížení odporového koeficientu jak u sbíhajících se, tak u rozbíhajících se kanálů lze dosáhnout nahrazením rovného bočního větvení difuzorovým kanálem (viz obr. 38 a 39). Ztráty se snižují nižšími průtokovými rychlostmi v boční větví a snížením krajního úhlu odbočky $\alpha_1 < \alpha$ při zachování požadovaného úhlu odbočení (viz obr. 38). Nejmenší odpor má odbočení s hladce zatočeným bočním větvením (obr. 39).



Obr. 39 Rozbočka se zaobleným profilem stěn větvení [9]

Výpočet odporového součinitele ζ při symetrickém spojení dvou potrubí



α	Q_{1s}/Q_c						
	0	0.1	0.2	0.4	0.6	0.8	1
15	-2.56	-1.89	-1.3	-0.3	0.41	0.85	1.04
30	-2.05	-1.51	-1	-0.1	0.69	1.09	1.55
45	-1.3	-0.93	-0.55	0.2	0.92	1.61	2.3

Obr. 40 Diagram spojení dvou potrubí kdy platí $F_c = F_{1b} + F_{2b}$ a tabulka hodnot odporového součinitele $\zeta_{c,s}$ v závislosti na úhlu spojení kanálů a poměru průřezů na vstupu a výstupu do segmentu [9]

Vztahy (32) platí pro případ, kdy $F_c = F_{1b} + F_{2b}$ a úhel spojení kanálů leží v intervalu $\alpha = 15 - 45^\circ$ (viz obr. 40).

Pro $\alpha = 15^\circ$:

$$\zeta_{1,s} = 7.3 \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} + 0.07 \left[\left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 + \left(1 - \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 \right] - 3.7 \left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^2 - 2.64$$

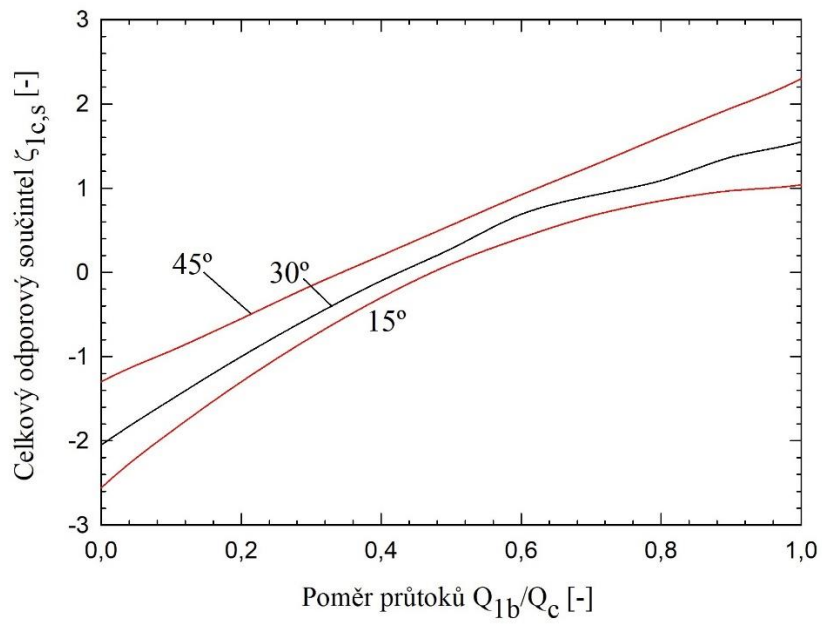
Pro $\alpha = 30^\circ$:

$$\zeta_{1,s} = 6.6 \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} + 0.25 \left[\left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 + \left(1 - \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 \right] - 3.0 \left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^2 - 2.30$$

Pro $\alpha = 45^\circ$:

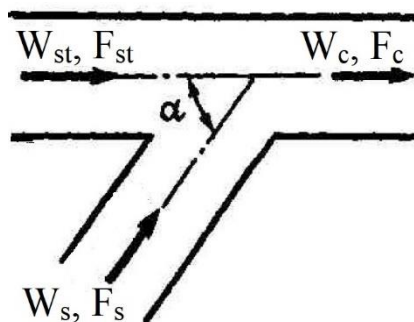
$$\zeta_{1,s} = 5.6 \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} + 0.50 \left[\left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 + \left(1 - \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 \right] - 2.0 \left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^2 - 1.80 \quad (32)$$

kde je $\zeta_{1,s}$ výsledný lokální součinitel odporu.



Obr. 41 Závislost celkového odporového součinitele na poměru objemových toků a úhlech spojení kanálů

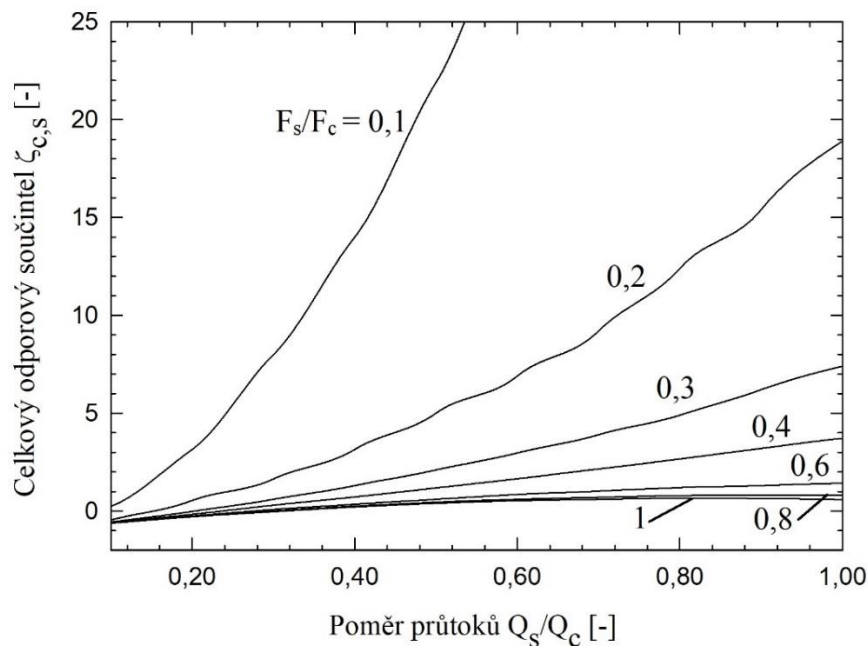
Určení odporového součinitele ζ při spojení potrubí, kdy platí $F_s + F_{st} > F_c$ pro ($\alpha = 45^\circ$)



$\frac{Q_s}{Q_c}$	$F_c/F_s [-]$						
	0.1	0.2	0.3	0.4	0.6	0.8	1
0	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1
0.1	0.24	-0.45	-0.56	-0.59	-0.61	-0.62	-0.62
0.2	3.15	0.54	-0.02	-0.17	-0.26	-0.28	-0.29
0.3	8	1.64	0.6	0.3	0.08	0	-0.03
0.4	14	3.15	1.3	0.72	0.35	0.25	0.21
0.5	21.9	5	2.1	1.18	0.6	0.45	0.4
0.6	31.6	6.9	2.97	1.65	0.85	0.6	0.53
0.7	42.9	9.2	3.9	2.15	1.02	0.7	0.6
0.8	55.9	12.4	4.9	2.66	1.2	0.79	0.66
0.9	70.6	15.4	6.2	3.2	1.3	0.8	0.64
1	86.9	18.9	7.4	3.71	1.42	0.8	0.59

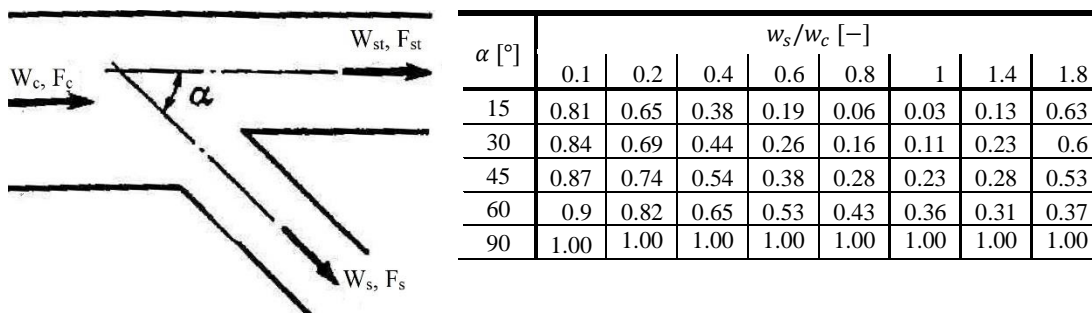
Obr. 42 Diagram spojení dvou potrubí a tabulka hodnot odporového součinitele $\zeta_{c,s}$ [9]

Odporový součinitel závisí na poměrech průtoků na vstupu a výstupu segmentu a na poměrech vstupních a výstupních průřezů, tedy na vstupní a výstupní rychlosti. Grafické znázornění závislosti je na obr. 43 a platí pro případ kdy $F_s + F_{st} > F_c$ a úhel spojení kanálů je $\alpha = 45^\circ$.



Obr. 43 Závislost celkového odporového součinitele na poměru průtoků na vstupu a výstupu segmentu a na poměrech vstupních a výstupních průřezů

Výpočet odporového součinitele ζ při symetrickém rozdělení potrubí, kdy platí $F_s + F_{st} = F_c$



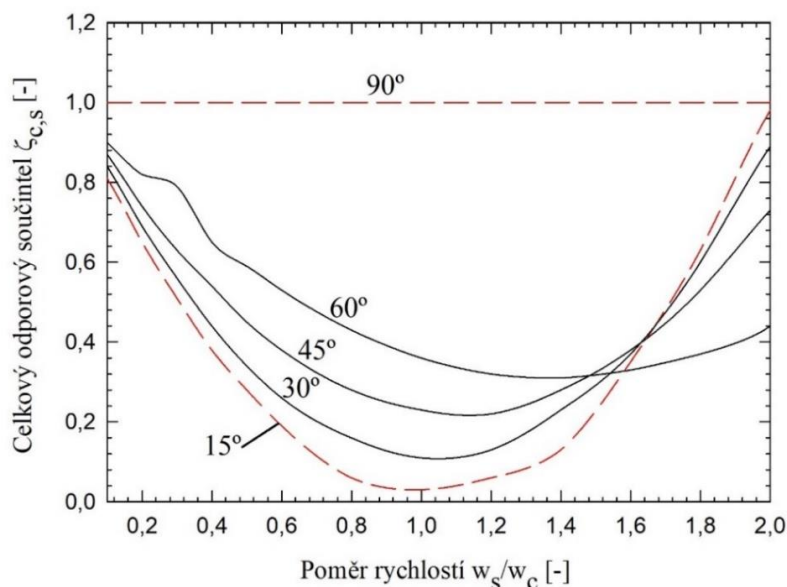
Obr. 44 Diagram rozdělení dvou potrubí kdy platí $F_c = F_s + F_{st}$ a tabulka hodnot odporového součinitele ζ_{loc} [9]

Symetrické rozdělení proudů se určí jako případ větvení kanálu pod úhlem (obr. 44). Odporový součinitel je závislý na poměrech rychlostí na vstupu a výstupu segmentu a na úhlu rozdělení kanálu α .

Výpočet (33) platí pro případ, kdy $F_c = F_s + F_{st}$ a úhel rozdělení kanálů leží v intervalu $\alpha = 0 - 90^\circ$.

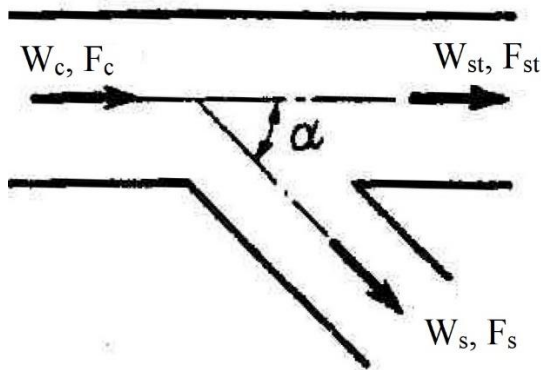
$$\zeta_{loc} = 1 + \left(\frac{w_s}{w_c}\right)^2 - 2 \left(\frac{w_s}{w_c}\right) \cos \alpha - K'_s \left(\frac{w_s}{w_c}\right)^2 \quad (33)$$

kde je ζ_{loc} výsledný lokální součinitel odporu ζ [-], w_s [m.s⁻¹] rychlost ve výstupním kanále, w_c [m.s⁻¹] rychlost na vstupu do segmentu a K'_s [-] součinitel vlivu úhlu rozdělení kanálu.



Obr. 45 Závislost celkového odporového součinitele na poměru rychlostí a úhlech rozdělení kanálu

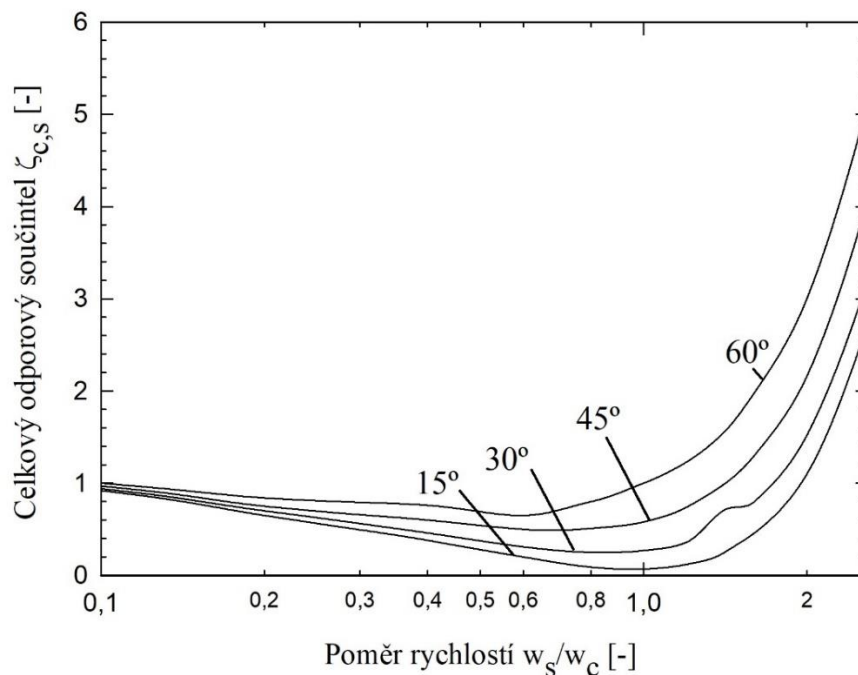
Určení odporového součinitele ζ při rozdělení potrubí kdy platí $F_s + F_{st} > F_c$ pro ($\alpha = 0 - 60^\circ$)



$\frac{w_s}{w_c}$	α [°]			
	15	30	45	60
0.1	0.92	0.94	0.97	1
0.2	0.65	0.7	0.75	0.84
0.4	0.38	0.46	0.6	0.76
0.6	0.2	0.31	0.5	0.65
0.8	0.09	0.25	0.51	0.8
1	0.07	0.27	0.58	1
1.2	0.12	0.36	0.74	1.23
1.4	0.24	0.7	0.98	1.54
1.6	0.46	0.8	1.3	1.98
2	1.1	1.52	2.16	3
2.6	2.75	3.23	4.1	5.15

Obr. 46 Diagram rozdělení dvou potrubí kdy platí $F_s + F_{st} > F_c$ a tabulka hodnot odporového součinitele ζ_{loc} [9]

Odporový součinitel je závislý na poměrech rychlostí na vstupu a výstupu segmentu a na úhlu rozdělení kanálu α . Graf pro určení odporového součinitele platí pro případ kdy $F_s + F_{st} > F_c$ a úhel rozdělení kanálů leží v intervalu $\alpha = 0 - 60^\circ$.

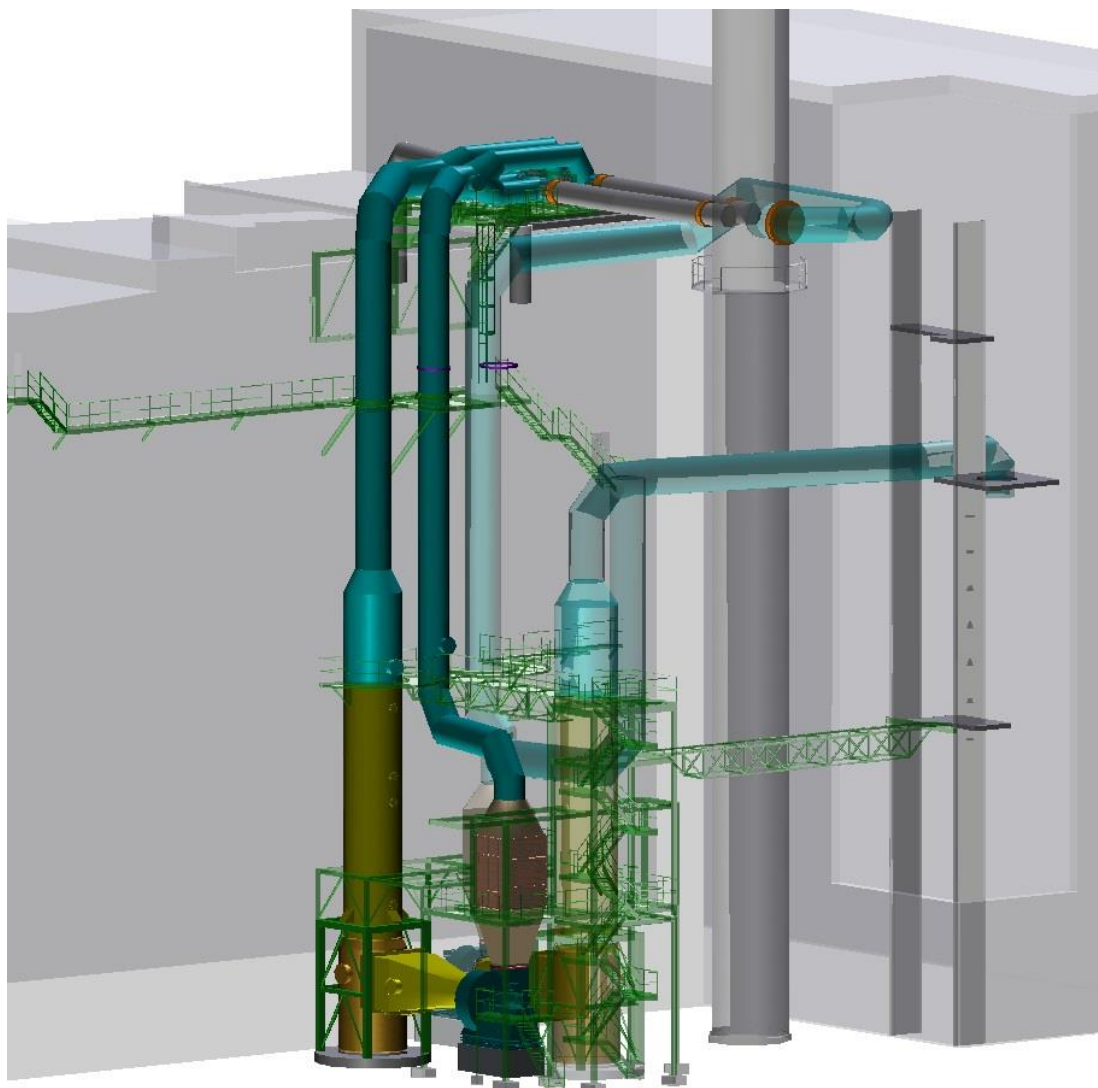


Obr. 47 Závislost celkového odporového součinitele na poměru rychlostí a úhlech rozdělení kanálu kde je $\zeta_{c,s}$ [-] výsledný lokální součinitel odporu, w_s [$m \cdot s^{-1}$] rychlost ve výstupním kanále a w_c [$m \cdot s^{-1}$] rychlost na vstupu do segmentu.

2 PRAKTICKÁ ČÁST

Předmětem práce je výpočet a optimalizace tlakových ztrát potrubní trasy spalínovodu kondenzační jednotky instalované ve spalovně.

V původní potrubní trase jsou spaliny vedeny z čištění spalin přímo do komína. Do původní trasy je instalována kondenzační jednotka, ve které probíhá kondenzace nevyužitých horkých spalin ze spalovenského procesu k ohřívání vody.



Obr. 48 Model technologického celku kondenzační jednotky

2.1 Procesní parametry výpočtu a geometrie potrubní trasy

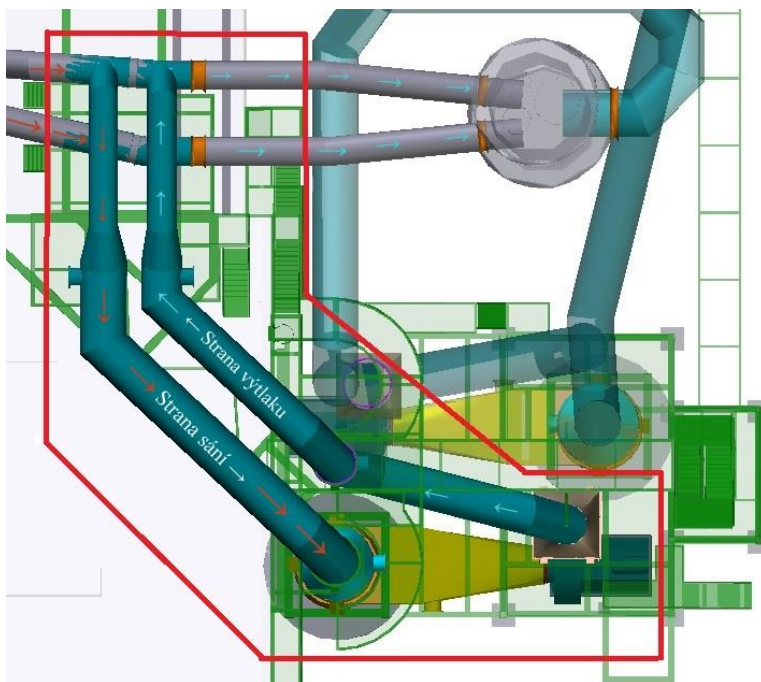
2.1.1 Potrubní trasa

Potrubí spalínovodu je kruhového průřezu různé světlosti. Na straně sání začíná spalínovod odbočkou z původní trasy (před bypassovou klapkou). Spaliny jsou vedeny dvěma oddělenými větvemi o průměru 1000 milimetrů a setkávají se v segmentu symetrického spojení proudů (viz obr. 49).



Obr. 49 Model vstupu do potrubní trasy kondenzační jednotky

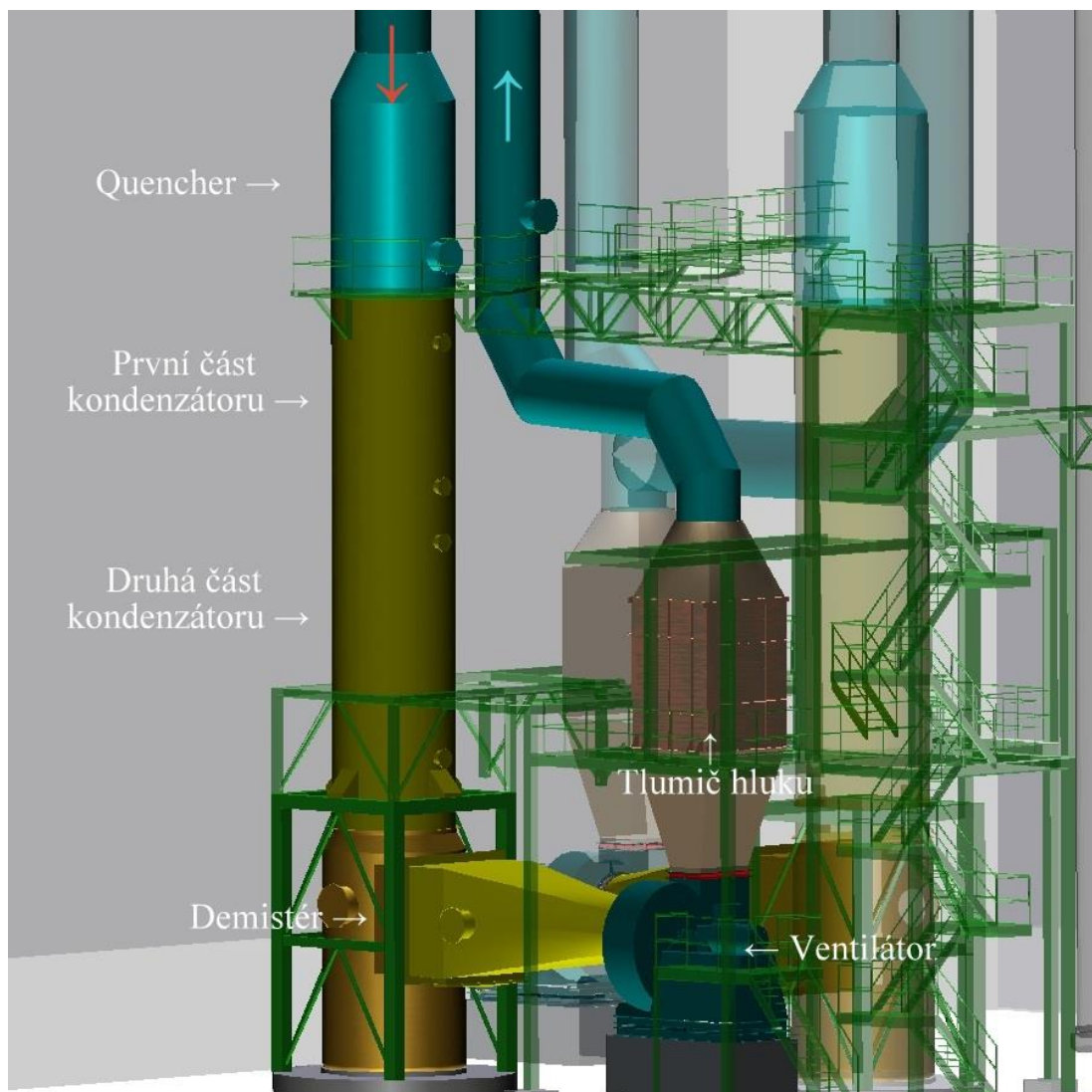
Červená oblast (obr. 50) vyznačuje sledovanou potrubní trasu. Červené šipky ukazují směr proudění horkých spalín a modré spalín ochlazených, pokračujících z kondenzační jednotky zpátky do komína.



Obr. 50 Diagram proudění spalín

Spaliny po spojení proudů pokračují kruhovým potrubím o průměru 1600 milimetrů do takzvaného quencheru. Quencher je systém trysek sytících spaliny vodou pro zvýšení účinnosti procesu kondenzace spalin. Nasycené spaliny prochází prvním stupněm kondenzátoru a poté do stupně druhého. Ve spodní části kondenzátoru odchází kondenzát, který je znovu použit pro sprchování v quencheru. Spaliny poté procházejí přes hrubý a jemný separátor kapek (demistér) do centrifugálního ventilátoru (obr. 51).

Na straně výtlaku je jako první za ventilátorem instalován tlumič hluku a trasa pokračuje potrubím o světlosti 1400 milimetrů zpět k původní trase. Potrubí se opět rozděluje do dvou oddělených větví o průměru 1000 milimetrů a schlazené spaliny se za bypassovou klapkou napojují zpátky do původní trasy a končí v komíně spalovny.



Obr. 51 Model rozmístění prvků trasy kondenzační jednotky

2.1.2 Okrajové podmínky výpočtu

Nadmořská výška	100 m
Teplota okolí	15 °C
Relativní vlhkost vzduchu	60 %

Normálová teplota	0 °C
Normálový tlak	101 325 Pa

2.1.3 Spaliny

Složení spalin bylo zadáno objemovými podíly prvků ve směsi. Složení na vstupu do spalínovodu je uvedeno v tabulce 2. Pro další výpočty byly složky dle vztahu (34) [20] přepočítány na zlomky hmotnostní.

$$w_i = \frac{M_i \cdot x_i}{\sum_i M_i \cdot x_i} \quad (34)$$

w_i [-] jsou hmotnostní zlomky látky ve směsi, M_i [kg.mol⁻¹] je molární hmotnost složky, x_i [-] objemový nebo molový zlomek látky ve směsi.

Tabulka 2 Složení spalin na vstupu do potrubní trasy

Prvek	Molární hmotnost M_i [kg.mol ⁻¹]	Objemový zlomek x_i [-]	Hmotnostní zlomek w_i [-]
CO ₂	44.0095	0.086	0.135367
SO ₂	64.0638	0	0
N ₂	28.0134	0.645	0.646239
Argon	39.948	0.009	0.012859
H ₂ O	18.01528	0.184	0.118557
O ₂	31.9988	0.076	0.086979

Pro potřeby dalších výpočtů byla dle vztahu (35) určena střední zdánlivá molová hmotnost směsi plynu M [kg.mol⁻¹] a poté dle vztahu (36) specifická plynová konstanta směsi r [J.kg⁻¹.K⁻¹] [20].

$$M = \sum_i M_i \cdot x_i \quad (35)$$

$$r = \frac{R_m}{M} = R_m \sum_i \frac{w_i}{M_i} \quad (36)$$

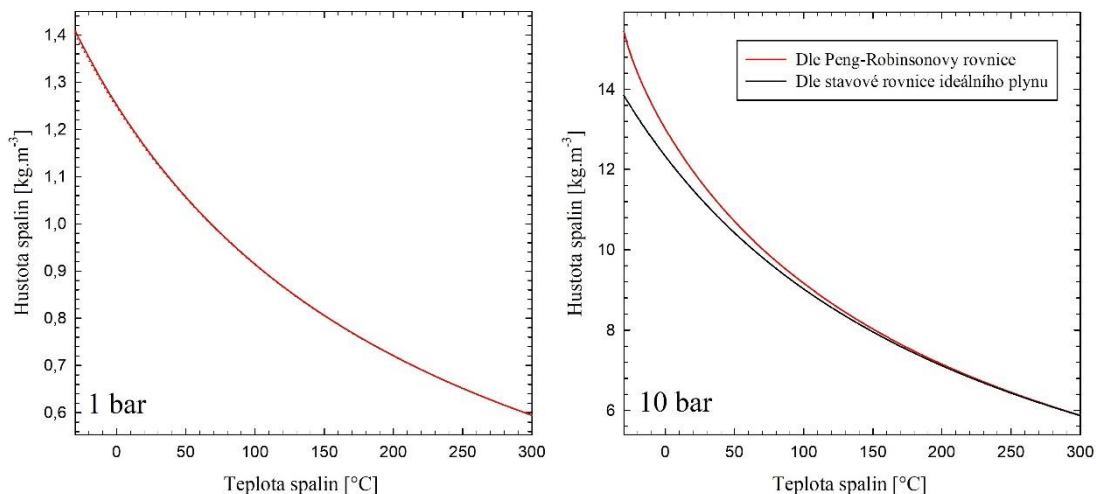
kde R_m je univerzální plynová konstanta. $R_m = 8,3143$ [J.mol⁻¹ K⁻¹].

Uvedený výpočet platí pro vstup do potrubní trasy. Při změně složení spalin byly výpočty provedeny analogicky.

Hustota

Pro výpočet hustoty spalin v závislosti na teplotě a tlaku byla použita Peng-Robinsonova kubická stavová rovnice (2) [3] pro reálný plyn.

Spaliny v této práci by postačily být uvažovány jako směs ideálních plynů a vycházejí při výpočtech z ideální stavové rovnice, nicméně zpracováním vztahu pro reálné plyny byl vytvořen výpočet použitelný univerzálně pro jakoukoliv situaci, což bylo záměrem od počátku.



Obr. 52 Graf závislosti hustoty spalin na teplotě při různém tlaku

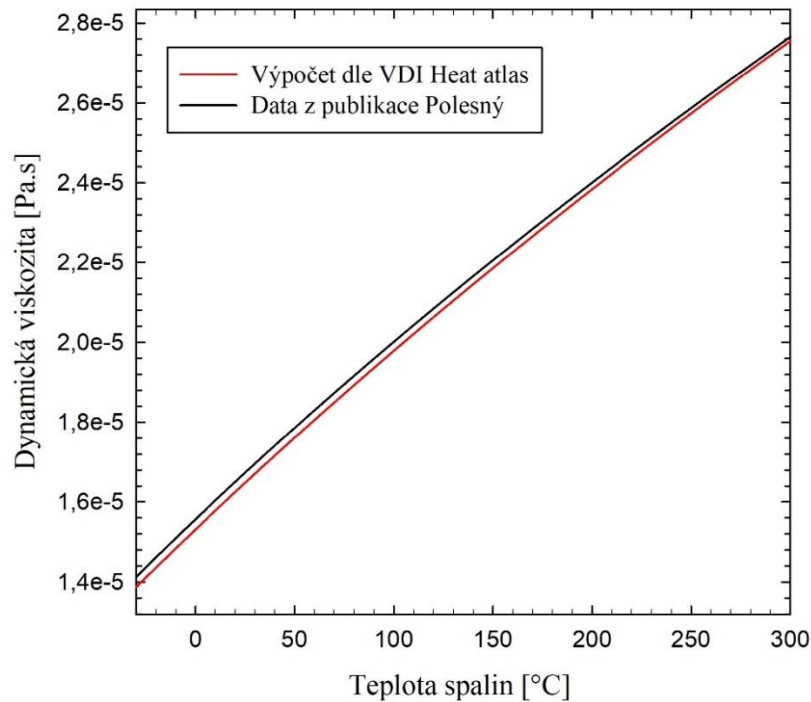
Graf na obr. 52 porovnává výpočet dle Peng-Robinsonovy metody a podle stavové rovnice ideálního plynu. V souladu s teorií jsou křivky při atmosférickém tlaku 1 bar totožné. Na obr. 52 vpravo je příklad průběhu závislosti hustoty na teplotě při tlaku 10 barů, křivka hustoty vypočtené dle Peng-Robinsonovy metody (reálný plyn) se začíná odchylovat od výpočtu dle ideální stavové rovnice.

Kinematická viskozita

Dynamická viskozita jednotlivých složek spalin byla vypočtena dle vztahu pro reálný plyn [5]. Dynamická viskozita směsi plynů byla vypočtena dle Wilkeho směšovacího pravidla (9). Aktuální kinematická viskozita spalin ν byla vypočtena dle vztahu (37).

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} \quad (37)$$

Pro kontrolu správnosti výpočtového modelu byly výsledky porovnány s publikací Ing. Bogumila Polesného, *Termodynamická data pro výpočet tepelných a jaderných energetických zařízení* [21]. Na obr. 53 je uveden graf závislosti dynamické viskozity na teplotě dle zpracovaného modelu a dle referenční publikace [21]. Na obr. 54 ukázka algoritmu výpočtu dynamické viskozity směsi reálných plynů.



Obr. 53 Graf závislosti hustoty spalin na teplotě při různém tlaku

```

% dynamická viskozita dle VDI HEATATLAS
for k=1:numel(T);
for i=1:1:numel(prvky(:,1))
pr(i)=p/pc(i);
Tr(i)=T(k)/Tc(i);

reduced_dipole_moment(i)=52.46*(dipole_moment(i)^2)*pc(i)*(Tc(i)^(-2));
reduced_inverse_viscosity(i)=0.176*(Tc(i)^(1/6))*(M(i)^(-1/2))*pc(i)^(-2/3);
end
for i=1:1:numel(prvky(:,1))
%F_p_id
if (reduced_dipole_moment(i) >= 0) && (reduced_dipole_moment(i) <= 0.022)
F_p_id(i)=1;
elseif (reduced_dipole_moment(i) >= 0.023) && (reduced_dipole_moment(i) <= 0.075)
F_p_id(i)=1+30.55*(0.292-Zc(i))^1.72;
else
F_p_id(i)=1+30.55*((0.292-Zc(i))^1.72)*(0.96+0.1*(Tr(i)-0.7));
end
n_id(i)=F_p_id(i)/reduced_inverse_viscosity(i)*(0.807*Tr(i)^0.618-0.357*exp(-0.449*Tr(i))+0.34*exp(-4.058
n_id_vysledek(i)=n_id(i)/10; %[mikro Pa]
%podminky
%l < Tr < 40 and 0 < pr < 100:

if (Tr(i) > 1) && (Tr(i) <40) && (pr(i) > 0) && (pr(i) <100)
disp('ok')
A(i)=(0.001245/Tr(i))*exp(5.1726*Tr(i)^-0.3286);
B(i)=A(i)*(1.6553*Tr(i)-1.2723);
C(i)=(0.4489/Tr(i))*exp(3.0578*Tr(i)^-37.7332);
D(i)=(1.7368/Tr(i))*exp(2.231*Tr(i)^-7.6351);

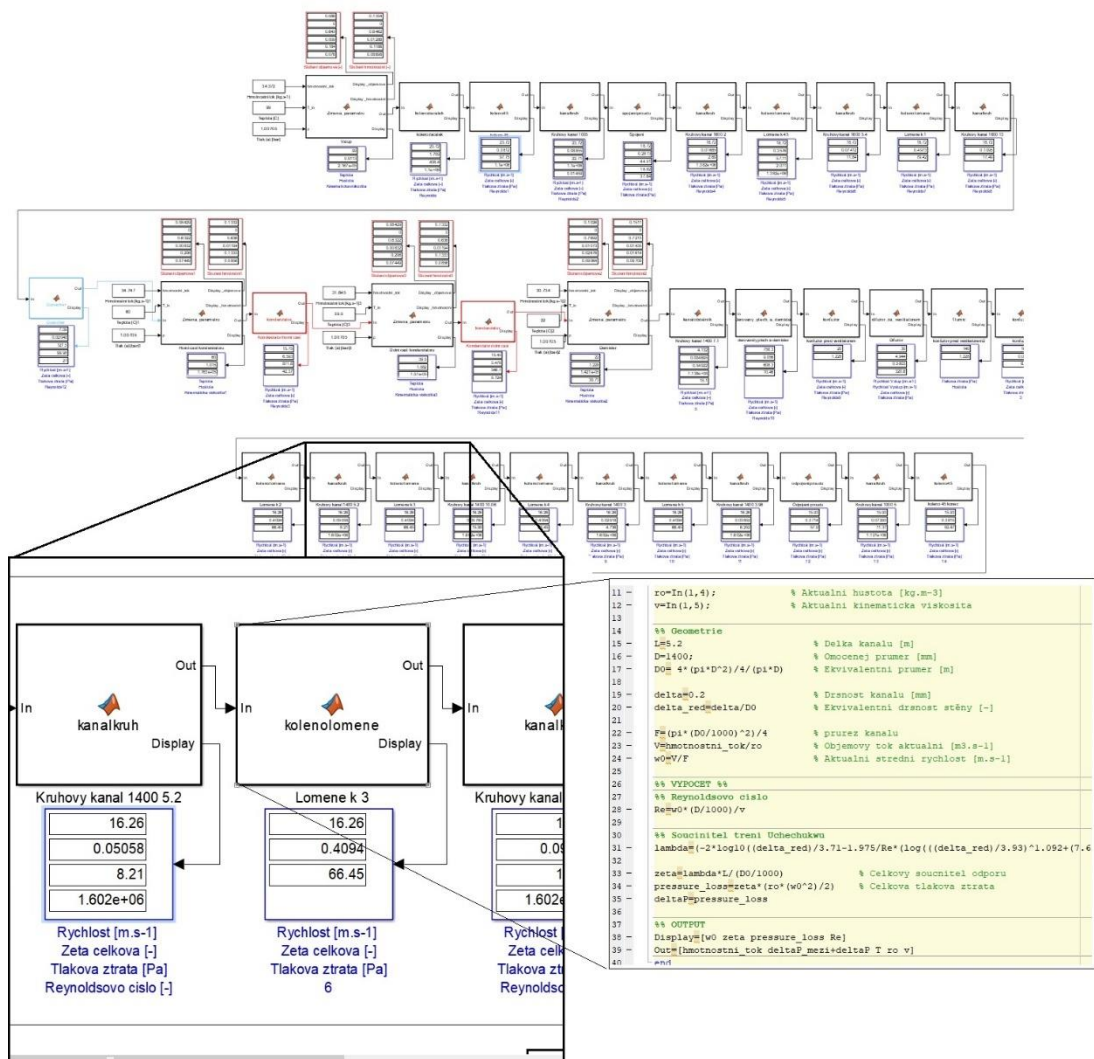
```

Obr. 54 Ukázka algoritmu výpočtu dynamické viskozity reálného plynu

2.2 Zadaná potrubní trasa (neideální)

Model výpočtu tlakové ztráty spalínového kanálu byl zpracován v programu MatLab Simulink. Nejprve byly vytvořeny obecné výpočtové postupy (skripty) pro jednotlivé segmenty (například koleno, rovný úsek, difuzor) dle poznatků z [9].

Ve výpočtovém modelu (obr. 55) reprezentuje každý blok jeden prvek spalínové trasy. Dle obecného vztahu bylo možno přiřadit a případně měnit specifickou geometrii prvku nebo prvky libovolně řadit za sebe. Pro model byl vytvořen nástroj, kterým lze kamkoliv do trasy zadat uzlový bod, kde se může libovolně měnit jak teplota nebo tlak, tak složení či protékající množství spalín. Z důvodu přehlednosti byl u každého bloku vytvořen ukazatel vybraných výpočtových parametrů (rychlost, lokální součinitel odporu, lokální tlaková ztráta, Reynoldsovo číslo).



Obr. 55 Výpočtový model v prostředí programu MatLab SimuLink

Pro vybrané prvky byla zpracována krátká výpočtová zpráva.

2.2.1 Výpočet tlakové ztráty zadané trasy

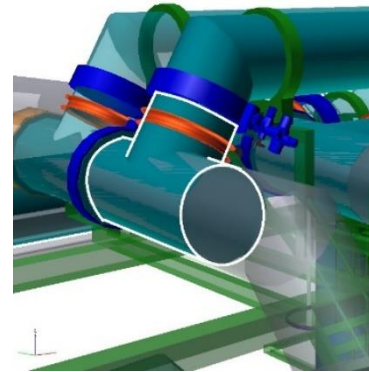
Prvek 1: Koleno kruhového průřezu s ostrými hranami, úhel ohybu 90° a slepou větví. Výpočet byl proveden dle kapitoly 1.4.3 (str. 42).

Tabulka 3 Procesní parametry na vstupu do segmentu

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Teplota	T	[°C]	99
Tlak (absolutní)	p_a	[Pa]	100705
Hustota (aktuální)	ρ	[kg.m ⁻³]	0,9113
Kinematická viskozita	ν	[m ² .s ⁻¹]	2,167.10 ⁻⁵
Hmotnostní tok	\dot{m}	[kg.s ⁻¹]	17,15

Tabulka 4 Geometrické parametry segmentu

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Průměr kanálu	D	[mm]	1000
Úhel ohybu kolene	δ	[°]	90
Drsnost stěn kanálu	Δ	[mm]	0,2
Vypočtené parametry			
Průřez kanálu	F	[m ²]	0,785
Objemový průtok	\dot{V}	[m ³ .s ⁻¹]	18,82
Střední rychlost proudění	w_s	[m.s ⁻¹]	23,96
Ekvivalentní průměr	D_h	[mm]	1000
Ekvivalentní drsnost kanálu	ε	[-]	2.10 ⁻⁴
Reynoldsovo číslo	Re	[-]	1 105 960



Pro kanál s drsným povrchem stěn ($\Delta > 0$) a $Re \geq 10^4$ byl součinitel odporu ζ vypočten dle rovnice (29.2) $\zeta = k_{\Delta} k_{Re} C_1 A \zeta_{loc}$

$k_{\Delta} = 1,0995$ (Vliv drsnosti povrchu kanálu viz kapitola 1.4.3)

$k_{Re} = 1$ (Vliv Reynoldsova čísla viz kapitola 1.4.3)

$C_1 = 1$ (Vliv tvaru kanálu viz graf 31)

$A = 1$ (Vliv úhlu ohybu viz graf 31)

$\zeta_{loc} = 0,9895$ (Lokální součinitel odporu viz graf 32)

Vztah je nutno pronásobit koeficientem 1,2 z důvodu vlivu slepé větve kolena.

$$\zeta = k_{\Delta} k_{Re} C_1 A \zeta_{loc} = 1,0995 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 0,9895 \cdot 1,2 = 1,711$$

Výsledná tlaková ztráta

$$\Delta p = \zeta \frac{\rho w^2}{2} = 1,711 \frac{0,9113 \cdot 23,96^2}{2} = 448 \text{ Pa}$$

Tabulka 5 Výsledky pro prvek 1

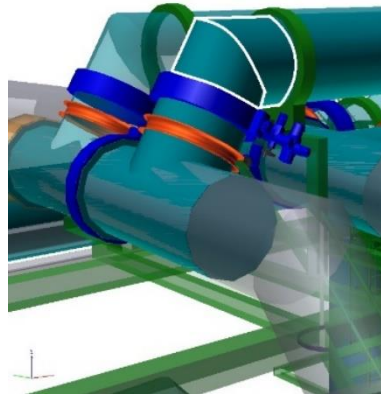
Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Celkový součinitel odporu	ζ	[-]	1,711
Tlaková ztráta prvku	Δp	[Pa]	448

Prvek 2: Koleno kruhového průřezu s ostrými hranami, úhel ohybu 45°. Výpočet byl proveden dle kapitoly 1.4.3 (str. 42).

Procesní parametry na vstupu do segmentu jsou totožné s prvkem 1.

Tabulka 6 Geometrické parametry segmentu

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Průměr kanálu	D	[mm]	1000
Úhel ohybu kolene	δ	[°]	45
Drsnost stěn kanálu	Δ	[mm]	0,2
Vypočtené parametry			
Průřez kanálu	F	[m ²]	0,785
Objemový průtok	\dot{V}	[m ³ .s ⁻¹]	18,82
Střední rychlost proudění	w_s	[m.s ⁻¹]	23,96
Ekvivalentní průměr	D_h	[mm]	1000
Ekvivalentní drsnost kanálu	ε	[-]	2.10 ⁻⁴
Reynoldsovo číslo	Re	[-]	1 105 960



Celkový součinitel odporu ζ byl vypočten podle stejného vztahu jako u prvku 1: k_Δ , k_{Re} , a C_1 zůsvávají stejné, vliv úhlu obybu a lokální součinitel odporu se mění.

$$A = 1,87 \quad (\text{Vliv úhlu ohybu viz graf 31})$$

$$\zeta_{loc} = 0,17 \quad (\text{Lokální součinitel odporu viz graf 32})$$

$$\zeta = k_\Delta k_{Re} C_1 A \zeta_{loc} = 1,0995 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1,87 \cdot 0,17 = 0,3815$$

Výsledná tlaková ztráta

$$\Delta p = \zeta \frac{\rho w^2}{2} = 0,3815 \frac{0,9113 \cdot 23,96^2}{2} = 99,8 \text{ Pa}$$

Tabulka 7 Výsledky pro prvek 2

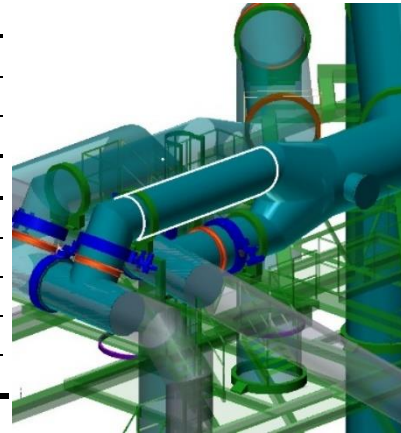
Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Celkový součinitel odporu	ζ	[-]	0,3815
Tlaková ztráta prvku	Δp	[Pa]	99,8

Prvek 3: Rovný úsek potrubí, kruhový průřez.
Výpočet byl proveden dle kapitoly 1.3.

Procesní parametry na vstupu do segmentu jsou totožné s předchozím prvkem.

Tabulka 8 Geometrické parametry segmentu

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Průměr kanálu	D	[mm]	1000
Délka kanálu	l	[m]	6,1
Drsnost stěn kanálu	Δ	[mm]	0,2
Vypočtené parametry			
Průřez kanálu	F	[m ²]	0,785
Objemový průtok	\dot{V}	[m ³ .s ⁻¹]	18,82
Střední rychlost proudění	w_s	[m.s ⁻¹]	23,96
Ekvivalentní průměr	D_h	[mm]	1000
Ekvivalentní drsnost kanálu	ε	[-]	$2 \cdot 10^{-4}$
Reynoldsovo číslo	Re	[-]	1 105 960



Celková tlaková ztráta odpovídá rozepsanému tvaru Darcy-Weisbachovy rovnice.

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{D_h} \frac{\rho w^2}{2}$$

Součinitel tření λ byl vypočten dle vztahu (21):

$$\lambda = \left(-2 \log_{10} \left(\frac{\frac{2 \cdot 10^{-4}}{3,71}}{1,1 \cdot 10^6} + \frac{-1,975}{1,1 \cdot 10^6} \left(\ln \left(\left(\frac{2 \cdot 10^{-4}}{3,93} \right)^{1,092} + \left(\frac{7,627}{1,1 \cdot 10^6 + 395,9} \right) \right) \right) \right) \right)^{-2}$$

$$\lambda = 0,01459 \text{ [-]}$$

Výsledná tlaková ztráta úseku:

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{D_h} \frac{\rho w^2}{2} = 0,01459 \cdot \frac{6,1}{1,005} \cdot \frac{0,9113 \cdot 23,96^2}{2} = 23,29 \text{ Pa}$$

Tabulka 9 Výsledky pro prvek 3

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Tlaková ztráta prvku	Δp	[Pa]	23,29

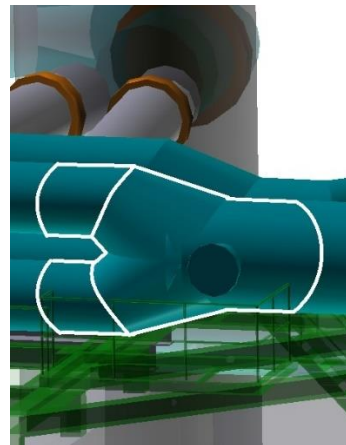
Prvek 4: Symetrické spojení proudů.

Výpočet byl proveden dle kapitoly 1.4.4 (str. 49).

Procesní parametry na vstupu do segmentu jsou totožné s předchozím prvkem.

Tabulka 10 Geometrické parametry segmentu

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Průměr kanálu na vstupu	D_{1b}	[mm]	1000
Průměr kanálu na výstupu	D_c	[m]	1600
Úhel spojení kanálů	α	[°]	30
Vypočtené parametry			
Průřez kanálu na vstupu	F_{1b}	[m ²]	0,785
Průřez kanálu po spojení	F_c	[m ²]	2,011
Objemový průtok na vstupu	\dot{Q}_{1b}	[m ³ .s ⁻¹]	18,82
Objemový průtok po spojení	\dot{Q}_c	[m ³ .s ⁻¹]	37,64
Rychlost proudění na výstupu	w_c	[m.s ⁻¹]	18,72



Lokální součinitel odporu $\zeta_{1,s}$ závisí pouze na poměrech objemových průtoků na vstupu a výstupu z prvku.

$$\zeta_{1,s} = 7.3 \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} + 0.07 \left[\left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 + \left(1 - \frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^4 \right] - 3.7 \left(\frac{\dot{Q}_{1b}}{\dot{Q}_c} \right)^2 - 2.64$$

$$\zeta_{1,s} = 7.3 \frac{18.82}{37.64} + 0.07 \left[\left(\frac{18.82}{37.64} \right)^4 + \left(1 - \frac{18.82}{37.64} \right)^4 \right] - 3.7 \left(\frac{18.82}{37.64} \right)^2 - 2.64 = 0.155$$

Výsledná tlaková ztráta úseku:

$$\Delta p = \zeta_{1,s} \frac{\rho w^2}{2} = 0.155 \cdot \frac{0.9113 \cdot 18.72^2}{2} = 25 \text{ Pa}$$

Tabulka 11 Výsledky pro prvek 4

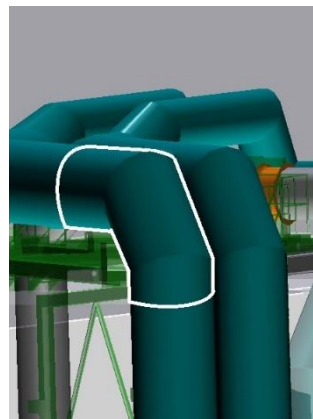
Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Celkový součinitel odporu	ζ	[-]	0,155
Tlaková ztráta prvku	Δp	[Pa]	25

Prvek 8: Koleno kruhového průřezu lomené, úhel ohybu 90°. Výpočet byl proveden dle kapitoly 1.4.3 (str. 44).

Procesní parametry na vstupu do segmentu jsou totožné s předchozím prvkem výjma hmotnostního toku, který je po spojení proudů dvojnásobný, $\dot{m} = 34,3 \text{ kg} \cdot \text{s}^{-1}$.

Tabulka 12 Geometrické parametry segmentu

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Průměr kanálu	D_0	[mm]	1600
Radius ohybu kanálu	R_0	[mm]	2200
Úhel ohybu kolene	δ	[°]	90
Drsnost stěn kanálu	Δ	[mm]	0,2
Vypočtené parametry			
Průřez kanálu	F	[m ²]	0,793
Objemový průtok	\dot{V}	[m ³ ·s ⁻¹]	18,82
Střední rychlost proudění	w_s	[m·s ⁻¹]	18,72
Ekvivalentní (hydraulický) průměr	D_h	[mm]	1600
Součinitel drsnosti kanálu λ	λ	[-]	0,013
Reynoldsovo číslo	Re	[-]	1 382 000



Pro kanál s drsným povrchem stěn ($\Delta > 0$) a $Re \geq 10^4$ byl součinitel odporu ζ vypočten dle rovnice (30.3): $\zeta = k_{\Delta} k_{Re} \zeta_{loc} + \zeta_{fr}$

k_{Δ} a k_{Re} jsou stejné jako u prvku 1

$$\zeta_{loc} = 0,3422 \quad (\text{Lokální součinitel odporu viz graf 34})$$

$$\zeta_{fr} = \left(\frac{2 \cdot \pi}{360^\circ}\right) \cdot \delta \cdot \lambda \cdot \frac{R_0}{D_0} = \left(\frac{2 \cdot \pi}{360^\circ}\right) \cdot 90 \cdot 0,013 \cdot \frac{2200}{1600} = 0,029$$

$$\zeta = k_{\Delta} k_{Re} \zeta_{loc} + \zeta_{fr} = 1,0995 \cdot 1 \cdot 0,3422 + 0,029 = 0,4146$$

Výsledná tlaková ztráta

$$\Delta p = \zeta \frac{\rho w^2}{2} = 0,4146 \frac{0,9113 \cdot 18,72^2}{2} = 66 \text{ Pa}$$

Tabulka 13 Výsledky pro prvek 8

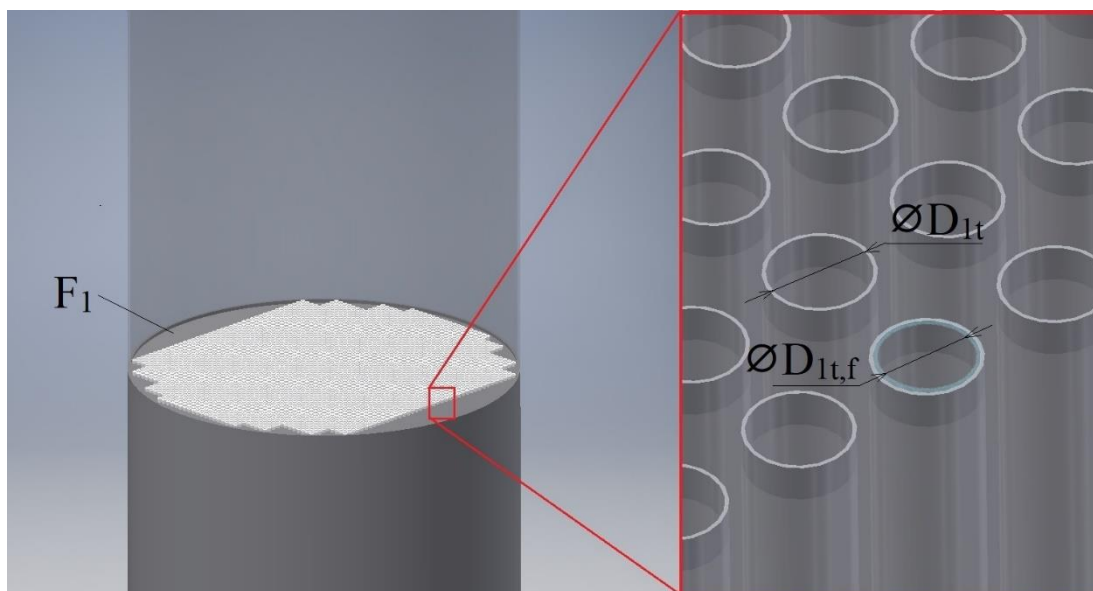
Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Celkový součinitel odporu	ζ	[-]	0,4146
Tlaková ztráta prvku	Δp	[Pa]	66

Specifickým problémem byl výpočet tlakové ztráty kondenzátoru. Před vstupem do kondenzační jednotky se spaliny v Quencheru nasýtili na mez sytosti plynu. Změnilo se zde jak složení, tak hmotnostní množství plynu. Při průchodu spalín výměňikovým svazkem kondenzátoru se na vnitřní stěně trubek tvoří vodní kondenzát. Tento vodní film zúžuje průřez trubice (viz obr. 56) a ovlivňuje tím tlakovou ztrátu. Pro výpočet byla uvažována tloušťka filmu 0,2 mm.

Při průchodu spalín kondenzační jednotkou se snižuje jejich teplota i množství. Pro výpočet byla uvažována střední teplota i množství spalín mezi vstupem a výstupem do kondenzátoru. Výpočet tlakové ztráty při proudění jednou trubicí svazku byl proveden dle kapitoly 1.3 – Tlaková ztráta z důvodu tření v kanálu.

Ztráta na vstupu z trubicového svazku kondenzátoru byla uvažována jako ztráta náhlým zúžením průřezu (kapitola 1.4.1) viz obr. 56. Úvaha byla taková, že plocha F_0 je součtem průřezů všech trubek svazku a plocha F_1 volný průřez na vstupu do kondenzátoru.

Ztráta na výstupu ze svazku byla uvažována analogicky se ztrátou náhlým rozšířením kanálu.



Obr. 56 Diagram kondenzátoru a detail vodního filmu na vnitřní stěně trubicového svazku

Prvek 11: Kondenzátor – rovná trubice výměňkového svazku

Výpočet byl proveden dle kapitoly 1.3

Tabulka 14 Procesní parametry v horní části kondenzátoru

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Střední teplota media	T_s	[°C]	60
Hustota (aktuální)	ρ	[kg.m ⁻³]	1,015
Kinematická viskozita	ν	[m ² .s ⁻¹]	1,763.10 ⁻⁵
Střední hmotnostní tok	\dot{m}_s	[kg.s ⁻¹]	34,747

Tabulka 15 Procesní parametry v spodní části kondenzátoru

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Střední teplota media	T_s	[°C]	39,5
Hustota (aktuální)	ρ	[kg.m ⁻³]	1,082
Kinematická viskozita	ν	[m ² .s ⁻¹]	1,57.10 ⁻⁵
Střední hmotnostní tok	\dot{m}_s	[kg.s ⁻¹]	31,645



Tabulka 16 Geometrické parametry segmentu

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Počet trubek svazku kondenzátoru	n	[-]	4225
Průměr jedné trubky svazku	D_{1t}	[mm]	26
Tloušťka vodního filmu	δ	[mm]	0,2
Délka kanálu jedné trubky – horní část	l	[m]	6,1
Délka kanálu jedné trubky – spodní část	l	[m]	3,5
Drsnost stěn kanálu	Δ	[mm]	0,0015
Vypočtené parametry			
Průřez kanálu na vstupu a výstupu	F_1	[m ²]	5,3
Průřez jedné trubky svazku	F_{1t}	[m ²]	5,1.10 ⁻⁴
Součet průřezů všech trubek	F_0	[m ²]	2,175
Střední rychlost proudění v horní části	w_s	[m.s ⁻¹]	15,75
Střední rychlost proudění v dolní části	w_s	[m.s ⁻¹]	13,45
Reynoldsovo číslo (horní část)	Re	[-]	22 860
Součinitel tření lambda (horní část)	λ	[-]	0,02519
Reynoldsovo číslo (dolní část)	Re	[-]	21 940
Součinitel tření lambda (dolní část)	λ	[-]	0,02544

Součinitel tření lambda byl vypočten dle vztahu (21).

Pro odporový součinitel náhlého zúžení kanálu na vstupu do kondenzátorového svazku platí:

$$\zeta_{loc} = 0.5 \left(1 - \frac{F_0}{F_1}\right)^{3/4} = 0.5 \left(1 - \frac{2,243}{5,309}\right)^{3/4} = 0,33$$

kde F_0 [m²] je součet průřezů trubek kondenzátoru a F_1 [m²] průřez kanálu na vstupu i výstupu z kondenzátoru. Na vstupu nebylo uvažováno zúžení průřezu kanálu kondenzátem.

Tlaková ztráta v jedné trubce svazku horní části kondenzátoru

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{D_h} \frac{\rho w^2}{2} = 0,02519 \cdot \frac{6,1}{0,0254} \cdot \frac{1,015 \cdot 15,75^2}{2} = 872 \text{ Pa}$$

Tlaková ztráta v jedné trubce svazku dolní části kondenzátoru

$$\Delta p = \lambda \frac{l}{D_h} \frac{\rho w^2}{2} = 0,02544 \cdot \frac{3,5}{0,0254} \cdot \frac{1,082 \cdot 13,45^2}{2} = 346 \text{ Pa}$$

Pro odporový součinitel náhlého rozšíření kanálu na výstupu z kondenzační jednotky platí:

$$\zeta_{loc} = \left(1 - \frac{F_0}{F_2}\right)^2 = \left(1 - \frac{2,175}{5,309}\right)^2 = 0,35$$

kde F_0 [m²] je součet průřezů trubek kondenzátoru a F_2 [m²] průřez kanálu na výstupu z kondenzační jednotky. Na výstupu bylo uvažováno zúžení průřezu kanálu vrstvou kondenzátu.

Výsledná tlaková ztráta úseku:

$$\Delta p_{kond} = \Delta p_{vstup} + \Delta p_{1,trub,horni} + \Delta p_{1,trub,dolni} + \Delta p_{výstup} = 1219 \text{ Pa}$$

Tabulka 17 Vypočtené výsledky pro kondenzátor

Parametr	Značka	Jednotka	Hodnota
Tlaková ztráta prvku	Δp	[Pa]	1219

Tabulka 18 shrnuje vypočtené parametry v potrubní trase. Pro porovnání je zde uvedena tlaková ztráta vypočtena dle jiné publikace než byla použita v této práci.

Tabulka 18 Tlaková ztráta potrubní trasy – strana sání

Pořadí a název segmentu	ζ [-]	T [°C]	w_s [m.s ⁻¹]	$\Delta p_{výp}$ [Pa] *	Δp_{ref} [Pa] *
Sání – procesní parametry a složení spalin odpovídají prvku 1					
1. Koleno $\delta = 90^\circ$, ostrý ohyb	1,711	99	23,96	447	-
2. Koleno $\delta = 45^\circ$, ostrý ohyb	0,381	99	23,96	100	93,78
3. Rovný úsek, $\varnothing D = 1,005 \text{ m}$, $l = 6,1 \text{ m}$	0,089	99	23,96	23	27
4. Spojení proudů	0,155	99	18,72	25	27
5. Rovný úsek, $\varnothing D = 1,6 \text{ m}$, $l = 2 \text{ m}$	0,017	99	18,72	2,7	2,6
6. Koleno $\delta = 45^\circ$, ostrý ohyb	0,358	99	18,72	57	28
7. Rovný úsek, $\varnothing D = 1,6 \text{ m}$, $l = 8,8 \text{ m}$	0,074	99	18,72	12	11
8. Koleno $\delta = 90^\circ$, lomený oblouk	0,415	99	18,72	66	44
9. Rovný úsek, $\varnothing D = 1,6 \text{ m}$, $l = 13 \text{ m}$	0,110	99	18,72	17	16
Sání – kondenzátor (změna složení, hmotnostního toku a procesních parametrů)					
10. Quencher **	-	99	7,09	128	127
11. Horní část kondenzátoru	6,593	60	15,75	872	845
12. Spodní část kondenzátoru	3,478	40	13,45	346	374
13. Celkový vztlak (proud dolů)	-	-	-	73	73
Sání – separátor kapek (změna složení, hmotnostního toku a proc. parametrů)					
14. Obrátové koleno	1,44	22	4,132	15	19
15. Hrubý separátor kapek ***	9,056	22	4,9	133	92
16. Jemný separátor kapek ***	-	22	-	150	150
17. Konfuzor před vstupem do ventilátoru	-	22	-	20	24

* $\Delta p_{výp}$ označuje tlakové ztráty vypočtené v této práci dle publikace IDELCHIK [9]
 Δp_{ref} označuje referenční tlakové ztráty vypočtené dle starší publikace. Chybějící hodnoty nebyly v referenčním výpočtu uvedeny

** Ztráta difuzorového rozšíření kanálu viz obr. 51 a z důvodu sprchování spalin vodou

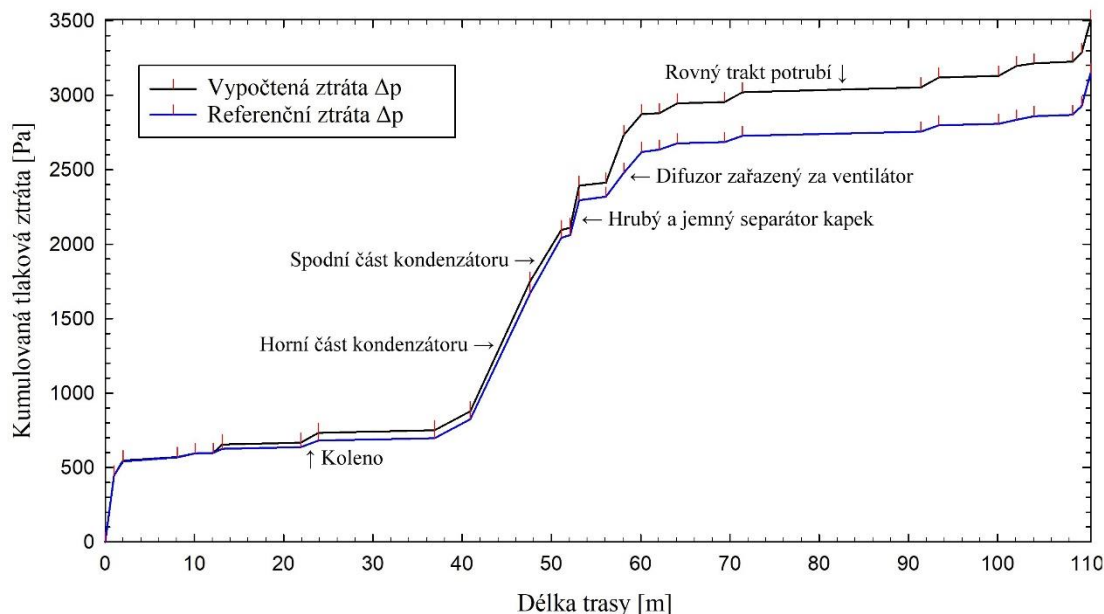
** Ztráta vypočtena ze zadaného odporového součinitele

Tabulka 19 Tlaková ztráta potrubní trasy – strana výtlaku

Pořadí a název segmentu	ζ [-]	T [°C]	w_s [m.s ⁻¹]	$\Delta p_{výp}$ [Pa]	Δp_{ref} [Pa]
Výtlak – procesní parametry a složení spalin odovídají prvku 15					
18. Difuzor za ventilátorem*	0,580	22	4,94	320	160
19. Tlumič**	-	22	-	140	140
20. Konfuzor za tlumičem	0,041	22	16,26	7	16
21. Koleno $\delta = 90^\circ$, lomený oblouk	0,409	22	16,26	66	42
22. Rovný úsek, $\varnothing D = 1,4 \text{ m}$, $l = 5,3 \text{ m}$	0,051	22	16,26	8	8
23. Koleno $\delta = 90^\circ$, lomený oblouk	0,409	22	16,26	66	42
24. Rovný úsek, $\varnothing D = 1,4 \text{ m}$, $l = 20 \text{ m}$	0,2	22	16,26	32	28
25. Koleno $\delta = 90^\circ$, lomený oblouk	0,409	22	16,26	66	42
26. Rovný úsek, $\varnothing D = 1,4 \text{ m}$, $l = 6,7 \text{ m}$	0,065	22	16,26	11	10
27. Koleno $\delta = 45^\circ$, lomený oblouk	0,363	22	16,26	66	42
28. Odpojení proudu	0,118	22	15,93	18	24
29. Rovný úsek, $\varnothing D = 1 \text{ m}$, $l = 4,3 \text{ m}$	0,073	22	15,93	11	9
30. Koleno $\delta = 45^\circ$, ostrý ohyb	0,381	22	15,93	59	59
31. Koleno $\delta = 90^\circ$, ostrý ohyb	1,426	22	15,93	222	222
Celková tlaková ztráta trasy Δp_{celk}				3581	3223

*Výstupní rychlost spalin z ventilátoru je garantována výrobcem $w_{in} = 30 \text{ m.s}^{-1}$

**Zadaná tlaková ztráta prvku



Obr. 57 Graf kumulované tlakové ztráty s příklady prvků vyskytujících se po délce potrubní trasy

2.2.2 Výkon ventilátoru a spotřeba elektrické energie

Celková vypočítaná tlaková ztráta zadané (neideální) trasy je **3581 Pa**. Výkon ventilátoru byl vypočten dle rovnice (38). Zadaná účinnost ventilátoru byla. Ventilátor nebyl vybrán dle výrobní řady neboť je obvykle vyráběn na míru podle požadovaného výkonu a rozsahu parametrů.

$$P_v = \dot{m} \frac{1}{\rho} \Delta p = 30,73 \frac{1}{1,221} 3,581 = 90 \text{ kW} \quad (38)$$

kde P [kW] je výkon ventilátorem, \dot{m} [kg. s⁻¹] hmotnostní průtok média ventilátorem, ρ [kg.m⁻³] aktuální hustota média a Δp [kPa] celková tlaková ztráta.

Pokud ventilátor pracuje s celkovou účinností $\eta = 0,4$ [-], pak je jeho příkon [kW]:

$$P_p = \frac{P_v}{\eta} = \frac{90}{0,4} = 225 \text{ kW} \quad (39)$$

2.3 Optimalizovaná potrubní trasa

Optimalizace potrubní trasy může být provedena s ohledem na snížení celkové tlakové ztráty nebo také s požadavkem usměrnění rychlostního profilu proudění. Úprava rychlostního profilu proudění nebyla podstatou této práce. Optimalizace byla provedena s důrazem na snížení celkové tlakové ztráty při zachování základní trajektorie potrubí.

Při první úvaze se nabízí zvětšit průměr potrubí a tím snížit dle rovnice kontinuity střední rychlost proudění a dle Darcy-Weisbachova vztahu (13) celkovou tlakovou ztrátu v kanálu za cenu zvýšení hmotnosti potrubí, potažmo ceny materiálu.

Předpoklady

Pro stacionární proudění kruhovým kanálem má zjednodušená rovnice kontinuity tvar:

$$\dot{m} = konst = \dot{Q} \cdot \rho = S \cdot w_{stř} \cdot \rho = \frac{\pi D^2}{2} \cdot w_{stř} \cdot \rho \rightarrow w_{stř} = \frac{2\dot{m}}{\pi D^2 \rho}$$

Po dosazení rychlosti jako funkce konstantního hmotnostního průtoku, hustoty a průměru kanálu do Darcy-Weisbachova vztahu (13) dostáváme:

$$\Delta p = \zeta \frac{\rho w_{stř}^2}{2} = \zeta \frac{8\dot{m}^2}{\pi^2 \rho} D^{-4}$$

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial D} = -32 \zeta \frac{\dot{m}^2}{\pi^2 \rho} D^{-5}$$

Vztah popisuje změnu tlakové ztráty při změně průměru průřezu sledovaného prvku. Nutno dodat že samotný součinitel odporu je také ve většině případů funkcí charakteristického rozměru segmentu, ale změna součinitele je oproti vlivu změny rychlosti zanedbatelná.

Závislost hmotnosti kruhového potrubí na změně průměru je popsána vztahem:

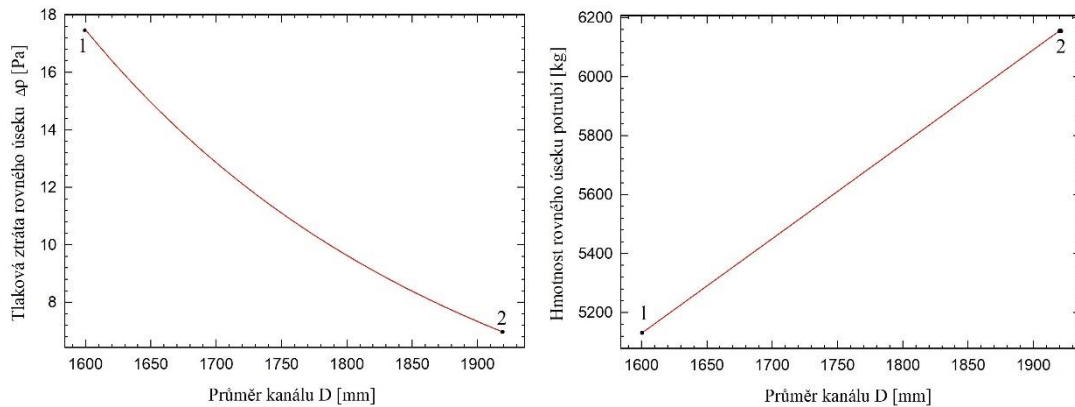
$$\frac{\partial M}{\partial D} = \pi t \rho_{mat} L = konst.$$

kde M [kg] je hmotnost, t [m] tloušťka stěny, ρ_{mat} [kg.m⁻³] hustota materiálu a L [m] délka segmentu. Původní rychlost $w_{stř} = 18,72 \text{ m.s}^{-1}$

Příklad 1

Zvětšení průměru prvku 9 (Rovného kruhového kanálu o délce 13 metrů). Snižování rychlosti proudění má v případě této práce omezující podmínku, kterou je minimální střední rychlost spalin z důvodu usazování popílku v potrubí $w_{sp,min} = 13 \text{ m.s}^{-1}$.

Graf na obr. 58 znázorňující změnu tlakové ztráty při změně průměru kanálu zahrnuje i skutečnost, že součinitel odporu ζ je také funkcí průměru D .



Obr. 58 Změna tlakové ztráty a hmotnosti úseku při změně průměru kanálu

Bod 1 v grafu 58 odpovídá původnímu průměru kanálu $\varnothing D_{zad} = 1600 \text{ mm}$. Bod 2 odpovídá průměru, při kterém je rychlost spalin v kanálu rovna $13 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ $\varnothing D_{mez} = 1920 \text{ mm}$.

V souladu s předpokladem je trend klesání tlakové ztráty exponenciální. Z původních **17 Pa** klesne tlaková ztráta na **7 Pa**. Hmotnost potrubí roste lineárně. Původně vážil segment potrubí přibližně **5120 kg**, po zvětšení průměru bude vážit **6150 kg**.

Zvětšení průřezů rovných částí má sice za následek snížení tlakové ztráty, ale pokud přihlídneme k velikostem tlakových ztrát v částech potrubí, kde je proudění narušováno vestavbami, koleny či změnami průřezu, je tato úspora v rámci celku nepodstatná a vzhledem k souvisejícímu nárůstu hmotnosti i ceny také nevýhodná.

Příklad 2

Za druhý příklad je uveden prvek 8 (Segmentované pravoúhlé koleno kruhového průřezu), které představuje krátký prvek s velkým lokálním součinitelem odporu. Pro zadaný průměr kanálu má koleno celkovou tlakovou ztrátu **66 Pa**. Koleno poměrně zvětšené s průměrem kanálu $\varnothing D_{mez} = 1920 \text{ mm}$ by mělo tlakovou ztrátu **31 Pa**.

Diskuze

V obou příkladech se celková tlaková ztráta sníží o více než polovinu. Je to působeno z marginální části snížením rychlosti proudění a minimálně změnou odporového součinitele.

Pro dlouhý rovný úsek potrubí je změna průřezu logickým krokem pro snížení tlakové ztráty. V případě krátkých segmentů s velkým součinitelem odporu je na místě nejprve hledat zda-li je geometrie prvku optimální (má co možná nejnížší součinitel odporu při zachování požadované funkce!) a zahrnout do úvah při optimalizaci i případnou změnu tvaru prvku. Příklad takového nahrazení bude uveden níže.

Důsledky

V práci byl kladen důraz na úpravu prvků s nejvyšší tlakovou ztrátou a vhodnými zásahy do konstrukce těchto segmentů dle kapitol (1.4) snížit co možná nejvíce jejich odporové koeficienty.

Některé komponenty spalinové trasy zůstávají z důvodu funkčnosti neměnné. V případě trubek kondenzátoru lze zaoblit vstup a výstup z trubkového svazku, ale průměr trubky musí zůstat původní zadaný z důvodu požadovaného přestupu tepla v kondenzační jednotce.

Lokální ztráty v quencheru, demistéru a tlumiči hluku byly zadány a nelze je snižovat.

2.3.1 Návrh optimalizace trasy a výpočet tlakové ztráty

Nahrazení vstupního ostrého odbočení z původní spalinové trasy pozvolným oddělením potrubí následovaným kolenem s hladkou hranou ohybu.

Výměna segmentovaných kolen za kolena hladká s koncentrickými naváděcími plechy.

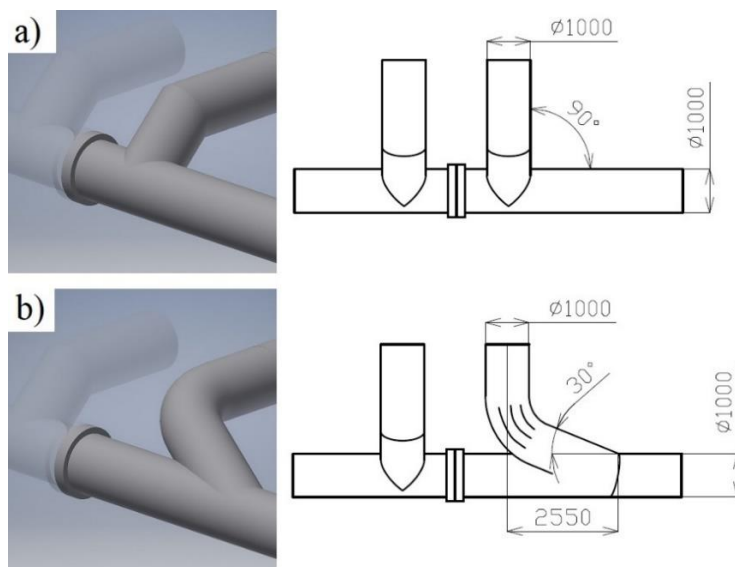
Úprava napojení na původní spalinovou trasu nahrazením kolena s ostrou hranou ohybu pozvolným spojením kanálů.

Vstupní odbočení z původní trasy

Na obrázku 59a je model a schéma zadané vstupní části spalinové trasy. Vysokou tlakovou ztrátou způsobuje zejména první koleno s úhlem odbočení 90° a ostrou hranou ohybu.

Pro snížení tlakové ztráty bylo navrženo nahrazení prvního kolene pozvolným odpojením proudu pod úhlem 30° následovaným hladkým kolmem s úhlem ohybu 60°, které navíc obsahuje koncentrické naváděcí plechy.

Pro maximální snížení tlakové ztráty by bylo možné pozvolné odpojení navrhnout pod menším úhlem než-li je 30°, ale délka odbočení by znatelně narůstala. Byl proto zvolen úhel 30° kdy je délka odbočení 2,5 m, což nikterak neovlivňuje původní zadanou trasu.



Obr. 59 Model a schéma a) zadaného b) optimalizovaného segmentu

Tlaková ztráta optimalizovaného prvku

Součinitel odporu při oddělení proudu za podmínky $F_s + F_{st} > F_c$ byl určen dle diagramu (44).

Pro úhel oddělení 30° a poměr rychlostí ve vstupní a výstupní části $w_s/w_c = 1$ je součinitel odporu $\zeta_{loc} = 0,27$ [-]. Součinitel je třeba pronásobit číslem 1,2 z důvodu šlepečného zakončení odbočení (str. 42).

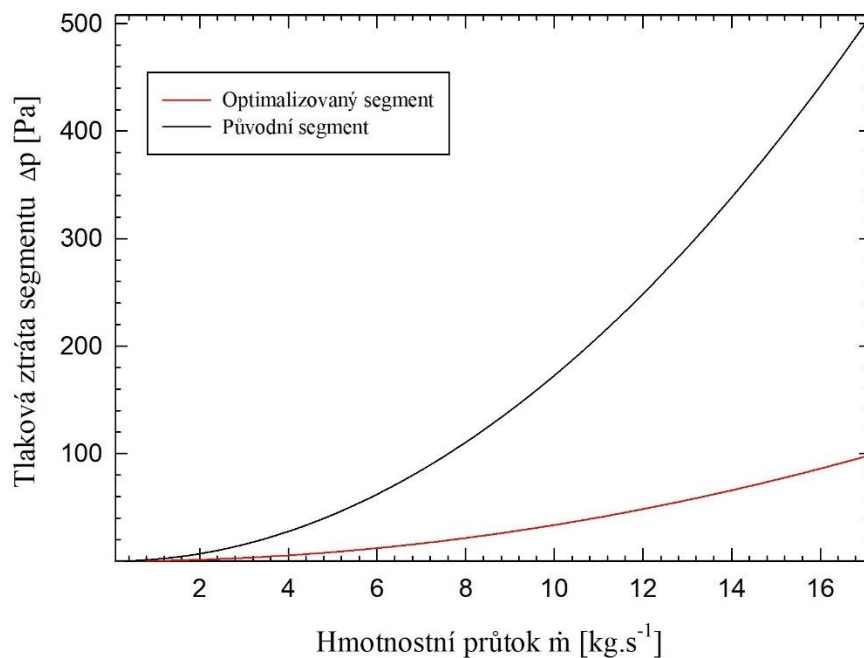
Lokální tlaková ztráta odbočení:

$$\Delta p = 1,2 \zeta_{loc} \frac{\rho w^2}{2} = 1,2 \cdot 0,27 \cdot \frac{0,9113 \cdot 23,96^2}{2} = 84,75 \text{ Pa}$$

Lokální tlaková ztráta kolena s hladkým profilem ohybu a koncentrickými naváděcími plechy byla spočtena dle kapitoly 1.4.3.

$$\Delta p = \zeta_{loc} \frac{\rho w^2}{2} = 0,1077 \cdot \frac{0,9113 \cdot 23,96^2}{2} = 28,17 \text{ Pa}$$

Pro zadaný hmotnostní průtok byla původní tlaková ztráta prvků 1 a 2 (viz tabulka 18) **547 Pa**. Po nahrazení optimalizovanými prvky je tlaková ztráta části **113 Pa**. Graf 60 ilustruje růst tlakové ztráty zadané a optimalizované části s rostoucím hmotnostním průtokem.

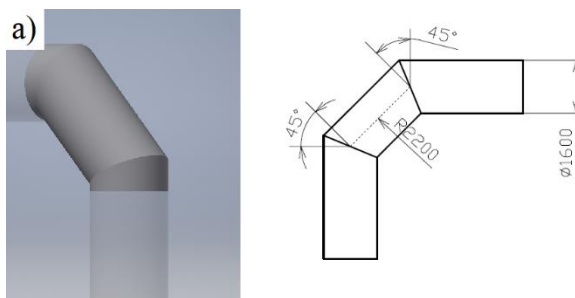


Obr. 60 Graf celkové tlakové ztráty zadané a optimalizované části

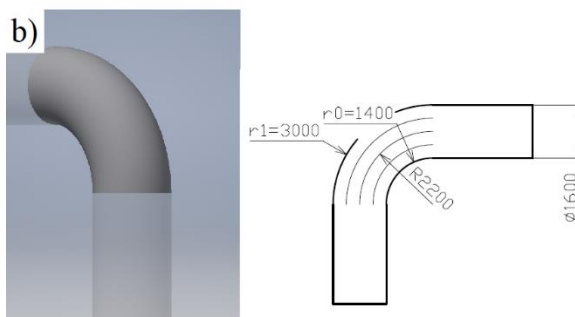
Optimalizace kolen

Majoritní podíl na tlakové ztrátě v kolenech mají ostré hrany v místech ohybu. Zaoblením hran kolena se výrazně zmenší vířivá oblast vznikající za místem ohybu a tím i celková tlaková ztráta. Instalací koncentrických naváděcích plechů dle kapitoly 1.4.3 se odporový součinitel prvku dále zdatelně sníží a jako sekundární výhodu je možno zmínit rovnoměrnější rychlostní profil na výstupu z prvku, což může při provozu snižovat lokální abrazi materiálu!

Geometrie zaoblení hladkého kolena byla určena dle poznatků z kapitoly 1.4.3. Takto tvarované „normální“ koleno, kdy je zaoblení definováno dle rovnice $r_1/b_0 = r_0/b_0 + 1$, má poté odporový součinitel velmi blízký minimu.



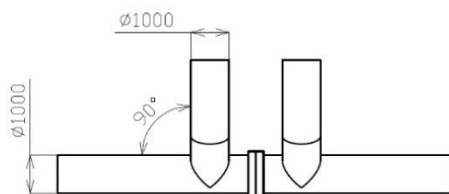
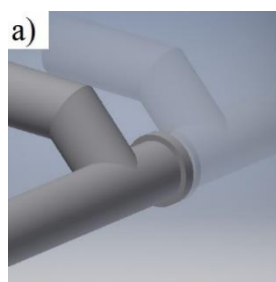
Za příklad bude uvedena optimalizace segmentovaného kolena (Prvek 8). Pro zadanou geometrii má koleno celkový odporový součinitel $\zeta = 0,497$ a pro zadaný hmotnostní průtok odpovídající tlakovou ztrátu **79 Pa**. Po optimalizaci má nová geometrie odporový součinitel $\zeta = 0,132$ a tlakovou ztrátu **21 Pa**.



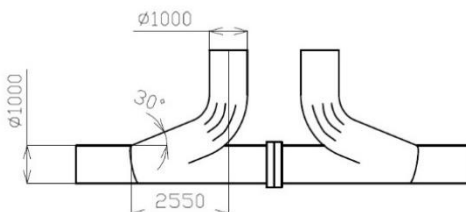
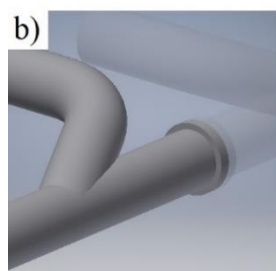
Obr. 61 Optimalizace kolen

Napojení na původní spalínovou trasu

Návrh i geometrie optimalizovaného konce potrubní trasy kondenzační jednotky se veskrze shoduje s návrhem vstupního traktu. Ostré koleno je nahrazeno pozvolným spojením proudů.



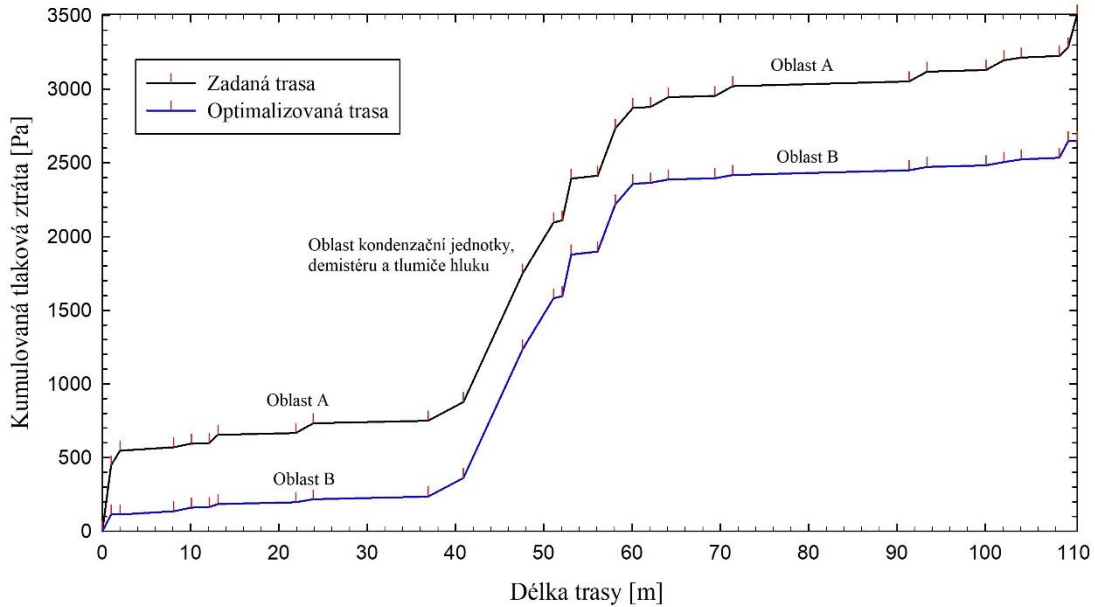
Pro původní zadanou geometrii mají prvky 31 a 32 celkovou tlakovou ztrátu **281 Pa**.



Po optimalizaci má napojení celkovou tlakovou ztrátu **113 Pa**.

Obr. 62 Optimalizace výstupu potrubní trasy

Na obr. 63 lze vidět celkový průběh tlakové ztráty v optimalizované potrubní trase. Strmé úseky kondenzační jednotky (viz také obr. 57) zůstávají totožné, ale u zbytku trasy je vidět znatelné vyhlazení křivek (oblast A proti oblasti B). Vysvětlením je značné snížení lokálních odporových koeficientů kolen úpravou jejich geometrie. Prvky s ideální geometrií jsou poté závislé z větší části pouze na součiniteli tření v kanále a korespondují trendem tlakové ztrátě rovných úseků.



Obr. 63 Porovnání tlakové ztráty v zadané (černé) a optimalizované (modré) potrubní trase

2.3.2 Výkon ventilátoru a spotřeba elektrické energie

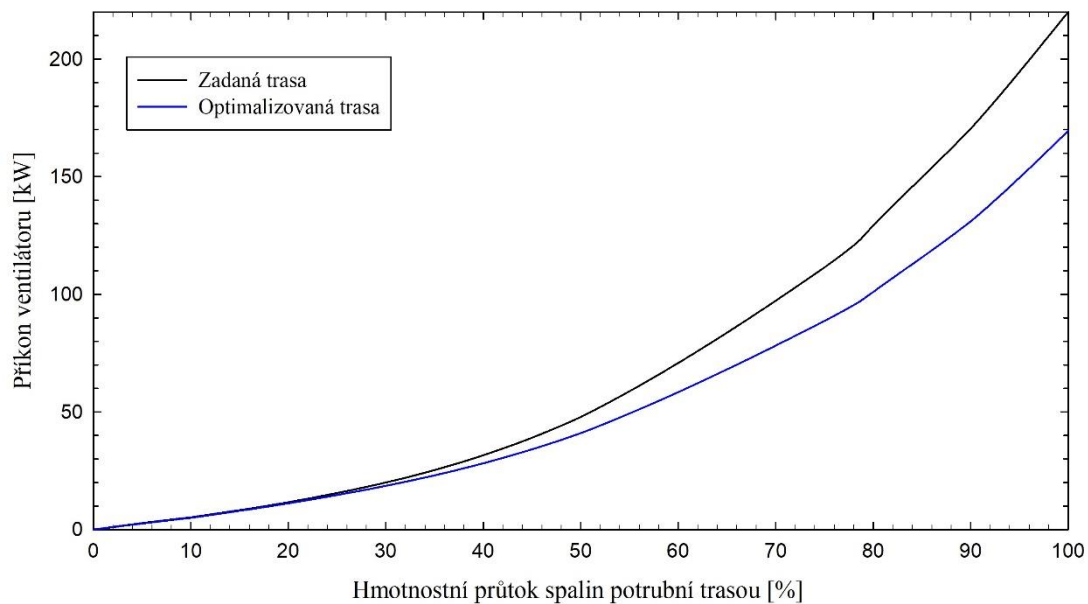
Celková vypočítaná tlaková ztráta optimalizované trasy je **2647 Pa**. Výkon ventilátoru byl vypočten dle rovnice (38). Zadaná účinnost ventilátoru byla $\eta = 0,4$ [-].

$$P_v = \dot{m} \frac{1}{\rho} \Delta p = 30,73 \frac{1}{1,221} 2,647 = 66,6 \text{ kW}$$

Pokud ventilátor pracuje s celkovou účinností $\eta = 0,4$ [-], pak je jeho příkon [kW]:

$$P_p = \frac{P_v}{\eta} = \frac{66,6}{0,4} = 166,5 \text{ kW}$$

Na grafu 64 je vynesena závislost potřebného příkonu ventilátoru pro pokrytí tlakové ztráty potrubní trasy na hmotnostním průtok spalin (uvedeném v procentuálním podílu z maximálního zadaného průtoku). Závislost je uvedena jak pro zadanou trasu, tak pro trasu optimalizovanou.



Obr. 64 Graf závislosti příkonu ventilátoru na hmotnostním průtoku spalin

Pro zadaný hmotnostní průtok spalin se celková tlaková ztráta po optimalizaci prvků snížila o **934 Pa** a potřebný příkon ventilátoru o **58,5 kW**, tedy o **26 %**.

DISKUSE

Nadbytečná pozornost byla věnována vlastnostem spalin, zejména výpočtu hustoty a dynamické viskozity. Byl vytvořen nástroj odpovídající výpočtu vlastností reálných plynů, ale pro zadané okrajové podmínky práce by s rezervou stačilo uvažovat spaliny coby ideální plyn bez jakéhokoliv ovlivnění výsledků.

Do návrhu optimalizace mohly být zahrnuty i další úpravy spalinové trasy. Z prvků s nejvyšší vypočtenou tlakovou ztrátou by tímto byla úprava tvaru difuzoru zařazeného za ventilátor na tvar aerodynamicky výhodnější s ohledem na výstupní rychlostní profil z centrifugálního ventilátoru. Dále úprava hran trubkového svazku na vstupu a výstupu z kondenzační jednotky zkosením či zaoblením a také již zmíněné celkové zvětšení průměru potrubní trasy s ohledem na minimální rychlost proudících spalin.

ZÁVĚR

V této diplomové práci byla zpracována obecná literární rešerše týkající se tlakových ztrát v potrubních trasách s důrazem na důvody vzniku a metody jejich snížení.

Byl vytvořen vlastní výpočtový model umožňující plovoucí změnu parametrů, stavbu potřebné trasy z naprogramovaných individuálních segmentů a s přehledným výstupem sledovaných parametrů.

Byla provedena analýza tlakových ztrát zadané potrubní trasy s použitím vytvořeného výpočtového modelu. Výsledky byly porovnány s daty vypočtenými dle jiné publikace a postupu výpočtu.

S ohledem na výsledky tlakových ztrát zadané spalínové trasy a poznatky z teoretické části této práce byla navržena optimalizace potrubní trasy. Díky aerodynamicky vhodnější geometrii byla celková tlaková ztráta snížena o 26 % a potřebný příkon ventilátoru o 58,5 kW.

SEZNAM POUŽITÝCH ZDROJŮ

- [1] REID, R.C., PRAUSNITZ, J.M., POLING, B.E., The properties of gases and liquids, *McGraw-Hill*, New York, 1987 ISBN 0070517991.
- [2] TESTER, J.W., MODELL, M., Thermodynamics and its applications, *Prentice Hall*, Upper Saddle River, N.J., 1997 ISBN 013915356X
- [3] PENG, D.-Y., B. ROBINSON, D., New Two-Constant Equation of State, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*. 1976, vol. 15, issue 1, pp. 59-64, DOI 10.1021/i160057a011.
- [4] SOAVE, G., Equilibrium constants from a modified Redlich-Kwong equation of state, *Chemical Engineering Science*. 1972, vol. 27, issue 6, pp. 1197-1203, ISSN 0009-2509.
- [5] VDI, VDI heat atlas, *Springer*, Berlin ; London, 2010 ISBN 9783540778776 3540778772.
- [6] SMITS, A.J., A physical introduction to fluid mechanics, *John Wiley*, New York, 2000 0471253499 (alk. paper).
- [7] MOORE, W.J., HUMMEL, D.O., Physikalische Chemie, *De Gruyter*, Berlin, 1973 4th 13: 9783110035018.
- [8] SUTHERLAND, W., The viscosity of gases and molecular force, *Philos Mag A*. 1893, vol. 36, issue 223, pp. 507-531, DOI 10.1080/14786449308620508.
- [9] IDELCHIK, I.E., STEINBERG, M.O., Handbook of hydraulic resistance, *CRC Press*, Boca Raton, FL, 1994 0849399084 (alk. paper).
- [10] WILKE, C.R., A Viscosity Equation for Gas Mixtures, *The Journal of Chemical Physics*. 1950, vol. 18, issue 4, pp. 517-519, 10.1063/1.1747673.
- [11] ŠOB, F., Hydromechanika, *Akademické nakladatelství CERM*, Brno, 2002 ISBN 80-214-2037-5.
- [12] SOMMERFELD, A., Ein Beitrag zur hydrodynamischen Erklärung der turbulenten Flüssigkeitsbewegungen (A Contribution to Hydrodynamic Explanation of Turbulent Fluid Motions), *International Congress of Mathematicians*. 1908, vol. 3, issue pp. 116–124,
- [13] ŠKORPÍK, J. *Vznik tlakové ztráty při proudění tekutiny* [online]. [cit. 14-5-2018]. Dostupné z: <http://www.transformacni-technologie.cz/38.html>
- [14] BOUSSINESQ, I., Mémoire sur l'influence des frottements dans les mouvements réguliers des fluides, *Journal de mathématiques pures et appliquées*. 1868, vol. no. 13, issue pp. 377-424,

- [15] SHILLER, L., Flow of liquids in Pipes *Tekhnizdat*. 1936, vol. issue pp. p. 230,
- [16] SOLODKIN. E.E., GINEVSKII., A.S., Turbulent Flow of a Viscous Liquid in the Initial Stretches of axisymmetrical and Plane Channels *Oborongiz, Moscow*. 1957, vol. issue pp.
- [17] EIFLER, W., NIFSING, R., Experimental investigation of velocity distribution and flow resistance in a triangular array of parallel rods, *Mech. eng. Des.* 1967, vol. 5, issue no. 1, pp. 22-42,
- [18] ZUCKER, R.D., BIBLARZ, O., Fundamentals of gas dynamics, *Wiley*, Hoboken, N.J., 2002 0471059676.
- [19] HERBERT OFFOR, U., ALABI, S., An Accurate and Computationally Efficient Explicit Friction Factor Model, 2016 06
- [20] PAVELEK, M., Termomechanika, *Akademické nakladatelství CERM*, Brno, 2011 ISBN 978-80-214-4300-6.
- [21] POLESNÝ, B., Termodynamická data pro výpočet tepelných a jaderných energetických zařízení, 2013 ISBN 80-214-0160-5.

SEZNAM POUŽITÝCH SYMBOLŮ A ZKRATEK

Symbol	Veličina	Jednotka
p_k	Redukovaný tlak	[–]
T_k	Redukovaná teplota	[–]
Z	Kompresibilní faktor	[–]
p	Tlak	[Pa]
V_m	Molární objem	[$m^3 \cdot mol^{-1}$]
ρ	Hustota látky	[$kg \cdot m^{-3}$]
m	Hmotnost	[kg]
V	Objem	[m^3]
R	Univerzální plynová konstanta	[$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$]
T	Termodynamická teplota	[K]
v	Měrný objem	[$m^3 \cdot kg^{-1}$]
T_c	Kritická teplota	[K]
p_c	Kritický tlak	[Pa]
ω	Acentrický faktor	[–]
x_i	Hmotnostní podíl složky ve směsi	[–]
τ	Tečné napětí	[Pa]
η	Dynamická viskozita	[Pa · s]
t	Čas	[s]
γ	Úhel smyku	[°]
u	Rychlost posunu	[$m \cdot s^{-1}$]
ν	Kinematická viskozita	[$m^2 \cdot s^{-1}$]
M	Molární hmotnost	[$kg \cdot kmol^{-1}$]
Re	Reynoldsovo číslo	[–]
w	Rychlost proudění	[$m \cdot s^{-1}$]
D_h	Hydraulický (ekvivalentní) průměr	[m]
δ	Tloušťka mezní vrstvy	[m]
L_{st}	Délka vstupního úseku kanálu	[m]
Δp	Tlaková ztráta	[Pa]
ζ	Odporový koeficient proudění	[–]
λ	Součinitel tření	[–]
Δ	Absolutní drsnost kanálu	[mm]
ε	Relativní drsnost kanálu	[–]
F_i	Plocha průřezu kanálu	[m^2]
α	Úhel rozšíření/zúžení kanálu	[°]
r_i	Poloměr zakřivení kanálu	[m]

ζ_{loc}	Lokální součinitel odporu	[–]
ζ_{fr}	Odporový součinitel tření	[–]
b_0	Šířka kanálu	[m]
k_Δ	Koeficient vlivu drsnosti kanálu	[–]
k_{Re}	Koeficient vlivu Reynoldsova čísla	[–]
Q	Objemový průtok	[m ³ ·s ⁻¹]
w_i	Hmotnostní zlomek látky ve směsi	[–]
r	Specifická plynová konstanta	[J·K ⁻¹ ·mol ⁻¹]
P_v	Výkon	[kW]
η	Účinnost	[%]
P_p	Příkon	[kW]

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1 Deformace a) tuhého tělesa b) tekutiny [6]	6
Obr. 2 Schematické znázornění složek dynamické viskozity	7
Obr. 3 Pohyb částic při proudění reálné tekutiny [11].	9
Obr. 4 Vývoj mezní vrstvy při proudění [13].....	10
Obr. 5 Rozvíjení mezní vrstvy [9]	10
Obr. 6 Proudění přes nerovnosti při různé tloušťce mezní podvrstvy [9]	14
Obr. 7 Moodyho diagram sloužící k grafickému určení součinitele tření λ [18]	16
Obr. 8 Schematický diagram profilu proudění při náhlém rozšíření kanálu [9].....	19
Obr. 9 Kanál rozšiřující se pouze v jedné rovině [9].....	20
Obr. 10 Rychlostní profily na vstupu do rozšiřujícího se kanálu [9]	21
Obr. 11 Prvky snižující celkový odpor proudění [9]	21
Obr. 12 Schéma profilu proudění při náhlém zúžení kanálu [9]	22
Obr. 13 Zkosení hran přechodového prvku [9]	22
Obr. 14 Schéma proudění v difuzorech různých úhlů rozšíření [9]	23
Obr. 15 Různé způsoby snížení odporu difuzoru [9].....	25
Obr. 16 Schema proudění difuzorem a) bez žeber b) s žebry [9].....	27
Obr. 17 Ideální tvar konfuzorového kanálu [9]	28
Obr. 18 Difuzor za ventilátorem a tabulka hodnot odporového součinitele ζ	29
Obr. 19 Graf závislosti odporového součinitele	29
Obr. 20 Diagram rychlostního profilu v kolenu [9]	30
Obr. 21 Vírový pár v kolenu.....	31
Obr. 22 Diagram proudění v kolenu s ostrou hranou ohybu [9]	31
Obr. 23 Závislost odporového součinitele na změně zaoblení hran	32
Obr. 24 Naváděcí prvky v kolenu [9]	33
Obr. 25 Diagram tvarů rychlostního pole proudění [9]	34
Obr. 26 Detail rozmístění naváděcích plechů [9]	36
Obr. 27 Zaoblené koleno kruhového a obdélníkového průřezu [9].....	37
Obr. 28 Grafy vlivu tvaru kanálu na koeficienty A_1 a B_1	37
Obr. 29 Graf vlivu tvaru kanálu na koeficient C_1	38
Obr. 30 Koleno s ostrou hranou [9].....	39
Obr. 31 Graf vlivu tvaru kanálu na koeficient C_1	39
Obr. 32 Graf závislosti lokálního odporového součinitele ζ_{loc} na poměru R_0/D_0 ..40	40
Obr. 33 Koleno pravoúhlé [9].....	41
Obr. 34 Závislost lokálního odporového součinitele.....	41
Obr. 35 Koncentrický naváděcí plech [9].....	43
Obr. 36 Graf celkového odporového součinitele kruhového kolene	43
Obr. 37 Diagramy různých typů rozbočení [9].....	44
Obr. 38 Vylepšená geometrie odbočení [9].....	45
Obr. 39 Rozbočka se zaobleným profilem stěn větvení [9]	45
Obr. 40 Diagram spojení dvou potrubí [9]	46
Obr. 41 Závislost celkového odporového součinitele	47
Obr. 42 Diagram spojení dvou potrubí [9]	48
Obr. 43 Závislost celkového odporového součinitele	48
Obr. 44 Diagram rozdělení dvou potrubí [9]	49
Obr. 45 Závislost celkového odporového součinitele	49
Obr. 46 Diagram rozdělení dvou potrubí [9].....	50

Obr. 47 Závislost celkového odporového součinitele.....	50
Obr. 48 Model technologického celku kondenzační jednotky	51
Obr. 49 Model vstupu do potrubní trasy kondenzační jednotky.....	52
Obr. 50 Diagram proudění spalin	52
Obr. 51 Model rozmístění prvků trasy kondenzační jednotky.....	53
Obr. 52 Graf závislosti hustoty spalin na teplotě při různém tlaku	55
Obr. 53 Graf závislosti hustoty spalin na teplotě při různém tlaku	56
Obr. 54 Ukázka algoritmu výpočtu dynamické viskozity reálného plynu	56
Obr. 55 Výpočtový model v prostředí programu MatLab SimuLink	57
Obr. 56 Diagram kondenzátoru a detail vodního filmu	63
Obr. 57 Graf kumulované tlakové ztráty	67
Obr. 58 Změna tlakové ztráty a hmotnosti úseku při změně průměru kanálu	70
Obr. 59 Model a schéma a) zadaného b) optimalizovaného segmentu	72
Obr. 60 Graf celkové tlakové ztráty zadané a optimalizované části.....	73
Obr. 61 Optimalizace kolen	74
Obr. 62 Optimalizace výstupu potrubní trasy	74
Obr. 63 Porovnání tlakové ztráty	75
Obr. 64 Graf závislosti příkonu ventilátoru na hmotnostním průtoku spalin	76