

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA STROJNÍ
ÚSTAV TECHNIKY PROSTŘEDÍ

**CFD SIMULACE MECHANICKÉHO ODLUČOVÁNÍ
TUHÝCH ČÁSTIC Z PROUDU VZDUCHU**

DIPLOMOVÁ PRÁCE

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Švandová** Jméno: **Kristýna** Osobní číslo: **381320**
Fakulta/ústav: **Fakulta strojní**
Zadávající katedra/ústav: **Ústav techniky prostředí**
Studijní program: **Strojní inženýrství**
Studijní obor: **Technika životního prostředí**

II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

CFD simulace mechanického odlučování tuhých částic z proudu vzduchu

Název diplomové práce anglicky:

CFD Simulation of Mechanical Separation of Solid Particles from Air Flow

Pokyny pro vypracování:

Prostudujte možnosti, které poskytuje simulační program ANSYS Fluent pro modelování transportu tuhých částic v proudu vzduchu a jejich mechanické odlučování a třídění (gravitační, setrvačný a odstředivý princip). Na vhodných úlohách ukažte způsob zadávání okrajových podmínek a vliv parametrů modelu. Proveďte verifikaci nebo validaci simulačních modelů, přičemž využijte analytické nebo experimentální výsledky publikované v literatuře.

Seznam doporučené literatury:

FRIEDLANDER S. K. Smoke, Dust and Haze: Fundamentals of Aerosol Dynamics. 2nd ed. New York: Oxford University Press, 2000. ISBN 978-0-19-512999-1.
HEMERKA J. Odlučování tuhých částic. 2. vyd. Praha: Vydavatelství ČVUT, 2000. ISBN 80-01-02270-6.
ANSYS. ANSYS Fluent 18.0 Documentation. ANSYS, 2017.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

Ing. Martin Barták Ph.D., ústav techniky prostředí FS


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


Ing. Pavel Vybíral Ph.D., ústav techniky prostředí FS

Datum zadání diplomové práce: **20.04.2017** Termín odevzdání diplomové práce: **30.06.2017**

Platnost zadání diplomové práce:


Podpis vedoucí(ho) práce

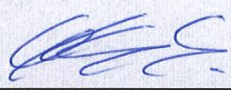

Podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry


Podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomantka bere na vědomí, že je povinna vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

20. 4. 2017
Datum převzetí zadání


Podpis studentky

ANOTACE

Diplomová práce se zabývá simulacemi mechanického odlučování tuhých částic z proudu vzduchu v programu ANSYS Fluent. V teoretické části práce jsou popsány základní vlastnosti tuhých částic, vlivy, které na ně působí a způsoby jejich odlučování z proudu vzduchu. Dále jsou vysvětleny způsoby modelování dvoufázového proudění a možnosti použití zvoleného stacionárního diskrétního výpočetního modelu s jednostranným působením fází, který byl používán v simulacích. Praktická část je rozčleněna do tří simulačních úloh – třídění částic v rovinném kanálu, gravitační odlučování částic v rovném potrubí o čtyřhranném průřezu a simulace skutečného vírového odlučovače. V prvních dvou úlohách byly vyzkoušeny možnosti nastavení vybraného výpočetního modelu a zhodnoceny různé vlivy, které na částice mohou působit. Získané poznatky byly aplikovány na skutečný vírový článek.

SUMMARY

The diploma thesis deals with simulation of mechanical separation of solid particles from the air flow in ANSYS Fluent. The basic properties of solid particles that affect separation and methods of separation from air flow are described in the theoretical part. Methods of modeling two-phase flow and options of the chosen discrete phase model with steady and uncoupled treatment of both phases used in simulations are explained next. The practical part is divided into three simulation tasks – classification of solid particles in a planar channel, gravitational separation of particles in a straight pipeline of square cross-section and a simulation of the real air pollutant sampler. In the first two tasks, the setting options of the chosen model were examined and different influences on solid particles were evaluated. Experience from these tasks was applied when using the real separator of solid particles.

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci s názvem CFD simulace mechanického odlučování tuhých částic z proudu vzduchu vypracovala samostatně pod vedením Ing. Martina Bartáka, Ph.D., s použitím literatury, uvedené na konci mé diplomové práce v seznamu použité literatury.

V Praze 12. 07. 2017

Bc. Kristýna Švandová

Poděkování

Na tomto místě bych ráda poděkovala vedoucímu mé diplomové práce Ing. Martinu Bartákovi, Ph.D. za odborné vedení, cenné připomínky a rady, zájem a čas, který věnoval této práci. Dále chci poděkovat své rodině a blízkým přátelům za podporu během magisterského studia na Fakultě strojní ČVUT v Praze.

OBSAH

SOUPIS POUŽITÉHO ZNAČENÍ.....	8
1. ÚVOD.....	11
2. VLASTNOSTI TUHÝCH ČÁSTIC A ZPŮSOBY JEJICH ODLUČOVÁNÍ.....	12
2.1 Charakteristika a rozdělení tuhých částic.....	12
2.2 Pohyb tuhé částice a působení sil.....	13
2.3 Aerodynamický odpor.....	16
2.4 Pádová rychlost částice	18
2.5 Celková a frakční odlučivost částic.....	19
2.6 Odlučování tuhých částic	21
2.6.1 Usazovací komora	21
2.6.2 Vírový článek	23
3. CFD SIMULACE VÍCEFÁZOVÉHO PROUDĚNÍ	25
3.1 Eulerův a Lagrangeův popis pohybu.....	25
3.2 Způsoby modelování vícefázového proudění ve Fluentu	27
3.3 Výpočet proudění vzduchu	28
3.3.1 Laminární proudění	28
3.3.2 Turbulentní proudění	28
3.4 Výpočet trajektorií tuhých částic	32
4. MODELOVÁNÍ TRAJEKTORIÍ TUHÝCH ČÁSTIC V ROVINĚ (2D)	35
4.1 Simulace trajektorií částic ve Fluentu	37
5. SIMULACE GRAVITAČNÍHO ODLUČOVÁNÍ ČÁSTIC V ČTYŘHRANNÉM POTRUBÍ	40
5.1 Laminární proudění	40
5.1.1 Vliv hrubosti numerické sítě	41
5.1.2 Polydisperzní soubor částic	42
5.2 Turbulentní proudění.....	43
5.2.1 Vliv veličin popisujících turbulenci	45
5.2.2 Vliv působení sil a fluktuací rychlosti proudění.....	48
5.2.3 Simulace v potrubí s předřazeným úsekem	50
6. SIMULACE ODLUČOVÁNÍ ČÁSTIC VE VÍROVÉM ČLÁNKU	54
6.1 Konstrukce vírového článku	55
6.2 Metodika měření	56

6.3 Stanovení frakční odlučivosti částic.....	57
6.4 Korekce zjištěné závislosti $O_f(a_1)$	58
6.5 Simulace vírového článku	59
6.5.1 Model vírového článku bez připojení k sondě	61
6.5.2 Model vírového článku včetně připojení odběrové sondy	69
6.5.3 Diskuze výsledků.....	70
6.5.4 Technické podmínky simulací.....	73
7. ZÁVĚR	74
8. POUŽITÁ LITERATURA	77

SOUPIS POUŽITÉHO ZNAČENÍ

Velká písmena

<i>označení</i>	<i>jednotka</i>	<i>název</i>
C	[-]	Cunninghamův korekční součinitel
C_M	[-]	koeficient vychýlení
C_μ	[-]	konstanta úměrnosti pro vyjádření turbulentní viskozity
C_1	[kg/m ³]	koncentrace částic ve vstupním průřezu usazovací komory
C_2	[kg/m ³]	koncentrace částic ve výstupním průřezu usazovací komory
D	[m]	vnitřní průměr vírového odlučovače
D_h	[m]	hydraulický průměr
F_{am}	[N]	síla přiřazené hmotnosti částice
F_g	[N]	tíhová síla
F_M	[N]	Magnusova síla
F_p	[N]	tlaková síla
F_s	[N]	setrvačná síla částice
F_v	[N]	vztlaková síla
F_τ	[N]	aerodynamická odporová síla
I_t	[-]	intenzita turbulence
K	[-]	konstanta pro určení přiřazeného objemu částice
L_t	[m]	integrální délkové měřítko turbulence
M_a	[kg]	přiřazená hmotnost částice
M_ξ	[kg]	hmotnost tuhé částice
\dot{M}_p	[kg/s]	hmotnostní tok částic na přívodu
\dot{M}_v	[kg/s]	hmotnostní tok částic na výstupu
\dot{M}_z	[kg/s]	hmotnostní tok částic na záchytu
O	[-]	odlučivost částic
O_c	[-]	celková odlučivost částic
O_f	[-]	frakční odlučivost částic
O_f'	[-]	korigovaná frakční odlučivost částic
O_I	[-]	odlučivost částic v laminárním proudění vzduchu
O_{II}	[-]	odlučivost částic v turbulentním proudění vzduchu
P	[-]	propad částic
P_f	[-]	frakční propad částic
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
Re_r	[-]	Reynoldsovo číslo relativního obtékání
S_p	[m ²]	půdorysná plocha usazovací komory
S_v	[m ²]	vstupní průřez usazovací komory
Stk_m	[-]	Stokesovo kritérium
V_a	[m ³]	objem vzduchu

\dot{V}_a	[m ³ /s]	objemový průtok vzduchu
V_{ξ}	[m ³]	objem částice
Z	[-]	zbytek částic
Z_M	[-]	hmotnostní zbytek částic
Z_p	[-]	zbytek částic na přívodu
Z_v	[-]	zbytek částic na výstupu
Z_z	[-]	zbytek částic na záchytu

Malá písmena

<i>označení</i>	<i>jednotka</i>	<i>název</i>
a	[m]	průměr částice
a_R	[m]	velikost částice v souboru, pro níž $Z_M(a) = 0,368$
a_1	[m]	aerodynamický průměr částice
$a_{1,m}$	[m]	aerodynamická mezi odlučivosti částice
$a_{1,med,M}$	[m]	hmotnostní medián aerodynamické velikosti částice
b	[m]	šířka usazovací komory
d	[m]	vnitřní průměr vstupní trubky vírového článku
g	[m/s ²]	tíhové zrychlení
h	[m]	výška usazovací komory
k_t	[m ² /s ²]	kinetická energie turbulence
l	[m]	délka usazovací komory, délka vstupní trubky cyklónu
l_m	[m]	střední volná dráha molekul plynu
n	[-]	stupeň polydisperznosti souboru částic
r_{ij}	[Pa]	Reynoldsovo napětí
t	[s]	čas
t_0	[s]	počáteční čas
u	[m/s]	rychlost částice
u_p	[m/s]	pádová rychlost částice
u_x	[m/s]	rychlost částice ve směru osy x
u_y	[m/s]	rychlost částice ve směru osy y
u_{ρ}	[m/s]	odlučovací rychlost částice v blízkosti stěny cyklónu
v	[m/s]	rychlost proudění vzduchu
\bar{v}	[m/s]	střední rychlost proudění vzduchu
v'	[m/s]	fluktuační rychlosti turbulentního proudění
v_a	[m/s]	vstupní rychlost proudění vzduchu
v_d	[m/s]	fiktivní rychlost vzduchu uvnitř válcové komory cyklónu
v_O	[m/s]	rychlost proudění vzduchu v místě odběrové sondy
v_R	[m/s]	rychlost proudění vzduchu v referenčním bodě
v_r	[m/s]	relativní rychlost částice
v_{rx}	[m/s]	relativní rychlost částice ve směru osy x

v_{ry}	[m/s]	relativní rychlost částice ve směru osy y
v_t	[m/s]	tečná složka rychlosti vzduchu u válcové stěny cyklónu
v_x	[m/s]	rychlost proudění vzduchu ve směru osy x
v_y	[m/s]	rychlost proudění vzduchu ve směru osy y
v_τ	[m/s]	třecí rychlost
w	[m]	vysunutí výstupní trubky vírového článku
x	[m]	poloha částice ve směru x
x_0	[m]	počáteční poloha částice
y	[m]	vzdálenost od stěny potrubí, poloha částice ve směru y
y^+	[-]	bezrozměrná vzdálenost od stěny potrubí
y_1^+	[-]	bezrozměrná vzdálenost první řady buněk sítě od stěny potrubí

Řecká abeceda

<i>označení</i>	<i>jednotka</i>	<i>název</i>
δ_{ij}	[-]	Kroneckerovo delta
ε	[m ² /s ³]	rychlost disipace kinetické energie turbulence
ζ	[-]	náhodné číslo pro výpočet fluktuace rychlosti
μ_a	[Pa.s]	dynamická viskozita vzduchu
μ_t	[Pa.s]	turbulentní dynamická viskozita
ν_a	[m ² /s]	kinematická viskozita vzduchu
ξ	[-]	součinitel odporu obtékaného tělesa
ρ_a	[kg/m ³]	hustota vzduchu
ρ_c	[kg/m ³]	hustota částice
ρ_{c1}	[kg/m ³]	hustota částice pro přepočítání na aerodynamický průměr
τ	[-]	náhodné číslo pro výpočet doby existence turbulentního víru
τ_w	[Pa]	třecí napětí na stěně
ω	[s ⁻¹]	relativní úhlová rychlost částice

1. ÚVOD

Tuhé částice, které se v ovzduší vyskytují v různých formách (prach, popílek nebo dým) mají negativní účinky na zdraví osob a obecně na prostředí, je proto důležité se zabývat jejich odlučováním v technické praxi. K optimalizaci a předběžnému návrhu zařízení vzduchotechniky a způsobu odlučování tuhých částic mohou sloužit simulace. Tato práce je první systematickou studií na Ústavu techniky prostředí Fakulty strojní ČVUT v Praze (ÚTP), která je zaměřená na CFD simulaci pohybu tuhých částic ve vzduchu.

Pro modelování tuhého aerosolu (dvoufázový systém vzduch-tuhé částice) byl použit program ANSYS Fluent, v němž existuje pro tyto účely řada nástrojů. Vzhledem k nedostatku předchozích zkušeností v dané oblasti simulací na ÚTP byl pro řešení zvolen nejjednodušší model. V něm jsou částice popsány jako diskrétní objekty bez zpětného vlivu na proudění. Model kombinuje přístup podle Eulera a Lagrange, což umožňuje výpočet trajektorií částic.

Simulace odlučování tuhých částic byly v této práci rozčleněny do tří úloh. Na jednoduchém rovinném případě třídění částic v příčném proudění vzduchu bylo vyzkoušeno základní nastavení diskrétního modelu pro výpočet trajektorií částic a výsledky simulace byly porovnány s dříve vyřešenou úlohou v literatuře. Pokročilejší možnosti diskrétního modelu byly zkoumány v úloze gravitačního odlučování tuhých částic v rovném potrubí čtyřhranného průřezu, přičemž byla vyhodnocována závislost frakční odlučivosti na velikosti částic pro různé okrajové podmínky.

Metoda výpočtu, zkoumaná v předchozích úlohách, byla poté aplikována na skutečný případ vírového odlučovače, kterým se zabývala bakalářská práce Návrh a experimentální ověření imisní hlavice PM₁₀ (2015). Cílem úlohy bylo nasimulovat tuto imisní hlavici podle podmínek během měření, zhodnotit výsledky, porovnat je s výstupy experimentu a posoudit použitelnost zvolené metody simulace v praxi.

2. VLASTNOSTI TUHÝCH ČÁSTIC A ZPŮSOBY JEJICH ODLUČOVÁNÍ

2.1 Charakteristika a rozdělení tuhých částic

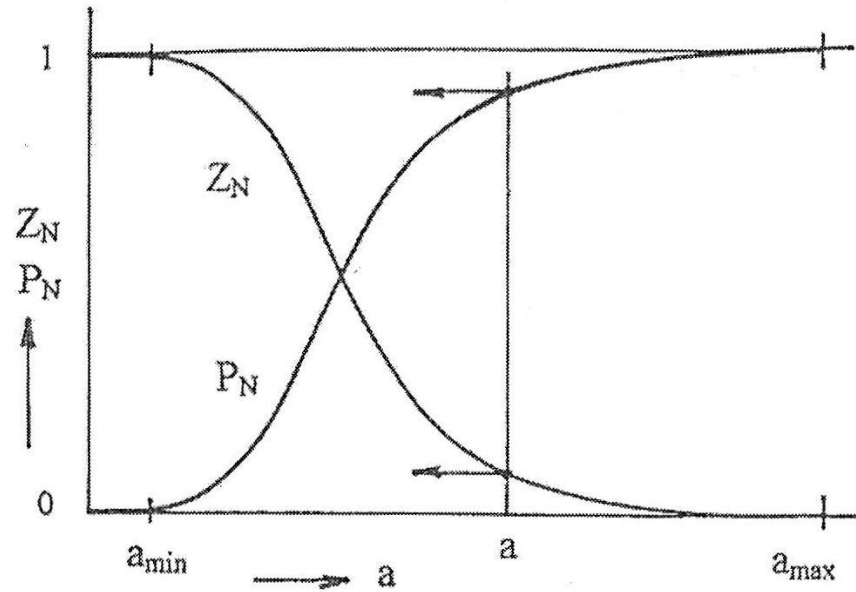
Pod pojmem tuhé částice lze chápat různé formy jejich výskytu, jako je například prach, popílek, aerosol nebo dým. Tuhé částice mají negativní účinky na člověka a obecně na prostředí, jejich odlučování je proto nezbytnou součástí technické praxe. Tvar i velikost tuhých částic závisí především na způsobu jejich vzniku a podle tohoto kritéria je lze dělit na částice přírodní a částice vzniklé lidskou činností, především v průmyslové výrobě [1].

Nejdůležitější veličiny, které tuhé částice charakterizují, jsou tvar, velikost a hustota částic. Na nich závisí pohybové vlastnosti částic a způsob jejich odlučování z plynného prostředí. Tvar částic závisí především na způsobu jejich vzniku a lze podle něj rozlišit tři základní druhy částic – izometrické, laminární a fibrilární [1].

U nekulových částic lze stanovit jejich velikost řadou charakteristických ekvivalentních rozměrů, např. ekvivalentní velikost částice dle průmětu, povrchu, objemu nebo pádové rychlosti částice [1]. V úlohách této práce jsou uvažovány pouze kulové částice.

V praxi se při odlučování tuhých částic nejčastěji setkáme se soubory, které tvoří částice různých velikostí. Pokud takový soubor obsahuje částice pouze v úzkém intervalu velikostí, jedná se o monodisperzní soubor. V opačném případě, kdy mají částice v souboru různou velikost, hovoříme o polydisperzním souboru. Základní charakteristikou takového souboru je jeho zrnitost neboli rozdělení velikosti částic, které lze vyjádřit pomocí počtu částic, průmětu částic a hmotnosti částic [1].

Jednou z možností vyjádření spojitého rozdělení částic je tzv. kumulativní (integrální) křivka zrnitosti, což je buď křivka zbytků, nebo křivka propadů. Na obr. 2.1 je zobrazen charakteristický průběh obou křivek podle počtu [2].



Obr. 2.1: Křivka propadů a zbytků podle počtu částic [2]

Význam křivky propadů, resp. zbytků je ten, že pro každou velikost částice udává křivka poměrný počet částic v souboru, které jsou menší, resp. větší než je daná velikost částice [2]. Pro každou velikost částice a tak musí platit

$$P(a) + Z(a) = 1 \quad (2.1)$$

Rozdělení souborů částic lze rovněž vyjádřit analyticky, u průmyslových prachů se většinou setkáme s rozdělením dle Rosina a Rammlera. Pro křivku zbytků dle hmotnosti částic platí

$$Z_M(a) = \exp \left[- \left(\frac{a}{a_R} \right)^n \right] \quad (2.2)$$

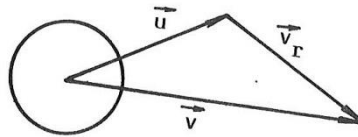
kde parametr a_R odpovídá velikosti částice v souboru, jejíž hodnota zbytku je 0,368. Parametr n pak značí stupeň polydisperznosti a platí, že čím je n menší, tím je rozmezí velikostí částic v souboru při daném rozmezí $Z_M(a)$ větší [2].

2.2 Pohyb tuhé částice a působení sil

Odlučování tuhých částic v dvoufázovém systému tuhá částice – vzduch spočívá v jejich přenosu z proudu vzduchu k odlučovacím plochám. Ten je dán výsledkem působení objemových (tíhová, setrvačná, odstředivá) a povrchových (molekulární, odporová) sil na jednotlivé částice [1].

Obecná pohybová rovnice částice vychází z Newtonova druhého pohybového zákona. Dále platí, že setrvačná síla, která na částici působí, je v rovnováze s ostatními silami (d'Alembertův princip). Ve zjednodušeném případě uvažujme kulovou částici o průměru a . Tato částice se pohybuje rychlostí \vec{u} a nachází se v proudu vzduchu, jehož rychlost proudění v místě částice je \vec{v} . Pro relativní rychlost částice \vec{v}_r (viz obr. 2.2), kterou je obtékána potom platí vztah [1] :

$$\vec{v}_r = \vec{v} - \vec{u} \quad (2.3)$$



Obr. 2.2: Kinematické poměry při pohybu částice v proudu plynu [1]

Pro setrvačnou sílu samotné částice \vec{F}_s platí

$$\vec{F}_s = M_\zeta \frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{\pi a^3}{6} \rho_\zeta \frac{d\vec{u}}{dt} \quad (2.4)$$

kde M_ζ je hmotnost částice, ρ_ζ její hustota a výraz $d\vec{u}/dt$ označuje směr a smysl zrychlení částice [1]. Tato setrvačná síla je dle d'Alemberta v rovnováze s ostatními silami, mezi které lze zařadit aerodynamický odpor \vec{F}_t , tlakovou sílu \vec{F}_p , vztlakovou sílu \vec{F}_v , Magnusovu sílu \vec{F}_M , sílu přiřazené hmotnosti částice \vec{F}_{am} (v literatuře [3] označena jako „added mass force“) a tíhovou sílu \vec{F}_g .

Kulová částice je obtékána vzduchem o relativní rychlosti \vec{v}_r , její aerodynamický odpor, který je způsoben zejména tečným napětím na obtékaném tělese, vyjádříme jako

$$\vec{F}_t = \xi \frac{\pi a^2}{4} \frac{|\vec{v}_r| \cdot \vec{v}_r}{2} \rho_a \quad (2.5)$$

kde ξ označuje součinitel odporu (podrobnosti jsou v následující kapitole).

Pohybuje-li se částice v proudící tekutině, pak na ni působí tlaková síla, pro kterou platí [3], [4]

$$\vec{F}_p = -V_\zeta \rho_a \frac{D\vec{v}}{Dt} \quad (2.6)$$

Vztlková síla je dána Archimédovým vztahem

$$\vec{F}_v = -V_c \rho_a \vec{g} \quad (2.7)$$

Částice v plynu mohou také rotovat, pak na ně působí Magnusova síla, která je vyvolána rozdílem statického tlaku na povrchu částice. V případě vyšších Re proudění plynu, tedy i v turbulentním proudění, se ve vztahu pro tuto sílu uplatňuje koeficient vychýlení C_M

$$\vec{F}_M = \frac{1}{2} \frac{\pi a^2}{4} C_M \rho_a \frac{|\vec{v}_r|}{|\vec{\omega}|} (\vec{v}_r \times \vec{\omega}) \quad (2.8)$$

kde $\vec{\omega}$ je relativní úhlová rychlost částice ve vzduchu. Pro vyjádření koeficientu vychýlení C_M existuje více vztahů dle různých autorů [4].

Pohybuje-li se částice s jiným zrychlením než proudící vzduch, dochází ke vzniku reakční síly, která je dána rozdílem zrychlení částice a vzduchu a hmotností tzv. přiřazeného objemu, který je roven polovině objemu kulové částice. Sílu přiřazené hmotnosti částice \vec{F}_{am} pak lze vyjádřit jako [3]

$$\vec{F}_{am} = -\frac{\pi a^3}{12} \rho_a \left(\frac{d\vec{u}}{dt} - \frac{D\vec{v}}{dt} \right) \quad (2.9)$$

Pro tíhovou sílu platí

$$\vec{F}_g = V_c \rho_c \vec{g} \quad (2.10)$$

Pohybovou rovnici částice zapíšeme jako

$$\vec{F}_s = \vec{F}_t + \vec{F}_p + \vec{F}_g + \vec{F}_v + \vec{F}_M + \vec{F}_{am} \quad (2.11)$$

Existují další typy sil (např. termoforetická), které však v úlohách řešených v této práci nejsou uvažovány. Předpokládá se, že největší význam v pohybové rovnici pro případ tuhé částice – vzduch, studovaný v této práci, má setrvačná síla částice \vec{F}_s , odporová síla \vec{F}_t a tíhová síla \vec{F}_g . V simulacích se však uvažovaly všechny výše popsané síly, pokud není u jednotlivých úloh uvedeno jinak.

2.3 Aerodynamický odpor

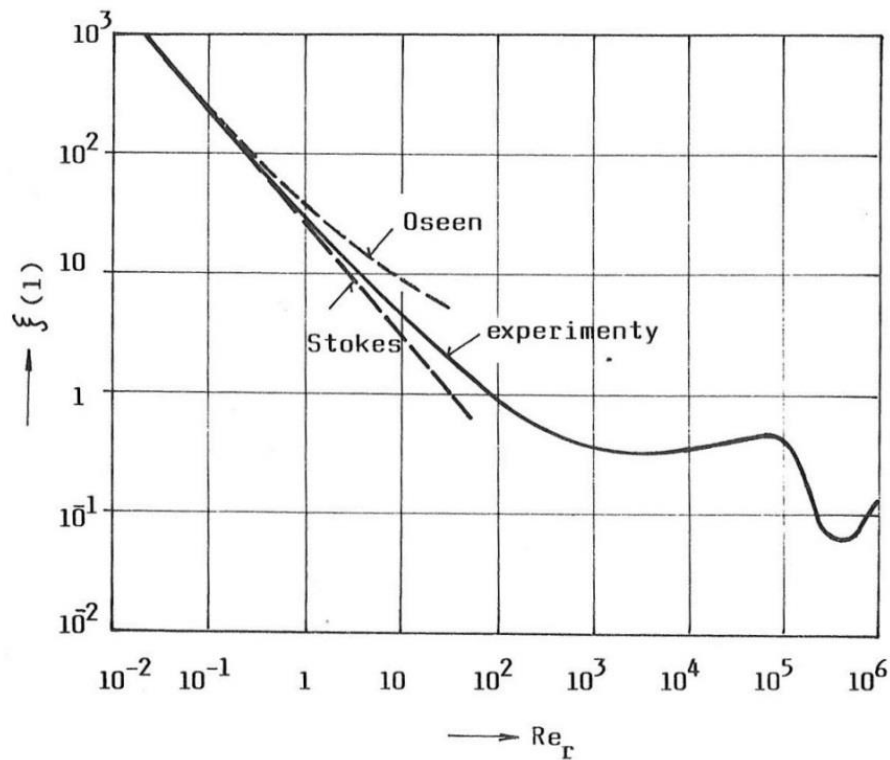
Aerodynamický odpor částice představuje sílu, kterou působí proudící vzduch v daném místě na pohybující se částici. Je-li částice v klidu, pak na ni působí stejná odporová síla, jako kdyby byla obtékána vzduchem o rychlosti $\vec{v} = \vec{v}_r$. Tímto teoretickým případem se zabýval Stokes [1]. Výsledkem jeho řešení je síla, pro kterou v oblasti $Re_r < 0,2$ platí vztah pro součinitel odporu ξ , tzv. Stokesův zákon

$$\xi = \frac{24}{Re_r} \quad (2.12)$$

Reynoldsovo číslo relativního obtékání Re_r ve vztahu (2.12) se vyjádří jako

$$Re_r = \frac{|v_r| a \rho_a}{\mu_a} \quad (2.13)$$

kde je relativní rychlost v_r v absolutní hodnotě s ohledem na vztah (2.3) [1]. Na obr. 2.3 je vidět experimentálně zjištěná závislost součinitele odporu na Re_r a teoretické řešení podle Stokesa [1].



Obr. 2.3: Závislost součinitele odporu ξ na Reynoldsově čísle Re_r [1]

Z grafu je patrné, že s rostoucím Re_r se skutečné hodnoty součinitele odporu odchylojí od teoretického řešení podle Stokesa. Oblast platnosti Stokesova zákona je tak omezena pro $Re_r < 0,2$, kde relativní chyba teoretického řešení není větší než 1,5%. Součinitel odporu v oblasti malých Re_r lze přesněji vyjádřit vztahem podle Oseena (2.14), který lze použít až do hodnoty $Re_r \approx 1$ [1]

$$\xi = \frac{24}{Re_r} \left(1 + \frac{3}{16} Re_r \right) \quad (2.14)$$

V oblasti mimo platnost Stokesova zákona je možné spočítat součinitel odporu ze vztahu podle Kljačka (2.15), který lze aplikovat v rozsahu hodnot Re_r 0,2 – 400 [1]

$$\xi = \frac{24}{Re_r} \left(1 + \frac{1}{6} Re_r^{\frac{2}{3}} \right) \quad (2.15)$$

V oblasti platnosti Stokesova zákona ($Re_r < 0,2$) se pak aerodynamická odporová síla vyjádří jako

$$\vec{F}_t = \xi \frac{\pi a^2 |\vec{v}_r| \cdot \vec{v}_r}{2} \rho_a = 3\pi\mu_a a \vec{v}_r \quad (2.16)$$

Je-li velikost částic srovnatelná se střední volnou dráhou molekul plynu l_m , nelze okolní plynné prostředí považovat vůči částici za kontinuum. Částice je obtékána se skluzem, což je případ, kdy má tekutina na jejím povrchu určitou konečnou tečnou rychlost. Aerodynamická odporová síla, která na takovou částici působí, je oproti částici, kde ke skluzu plynu nedochází, menší [1].

Korekce na skluz plynu je určena Cunninghamovým korekčním součinitelem C , který je funkcí střední volné dráhy molekul l_m a velikostí částice a [1]. Pro aerodynamickou odporovou sílu s korekcí na skluz plynu platí

$$\vec{F}_t = 3\pi\mu_a a \vec{v}_r \frac{1}{C} \quad (2.17)$$

Hodnota l_m je dána složením a stavovými podmínkami plynu, u vzduchu za standartních podmínek platí $l_m \doteq 0,065 \mu\text{m}$. Korekční součinitel C se pak vyjádří podle Daviese jako [1]

$$C = 1 + 2 \frac{l_m}{a} \left[1,257 + 0,4 \cdot \exp \left(-1,1 \frac{a}{2l_m} \right) \right] \quad (2.18)$$

V simulacích v této práci byla v případě výpočtu aerodynamického odporu podle Stokese zahrnuta Cunninghamova korekce dle vztahu (2.18) pro částice do 16 μm . Pro částice o velikosti 1 μm je $C_{a1} = 1,1634$ a pro částice o velikosti 16 μm je $C_{a16} = 1,0102$.

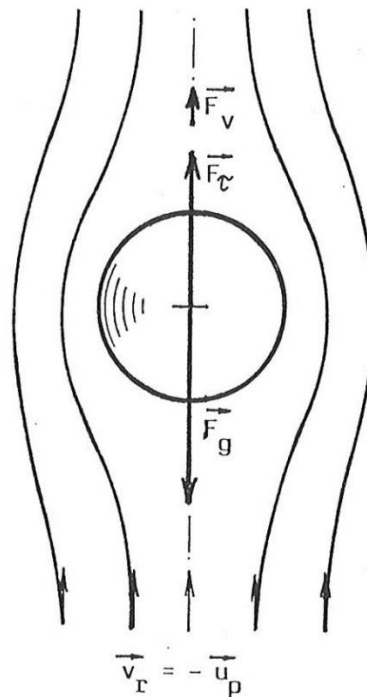
2.4 Pádová rychlost částice

Ustálený pohyb tuhé částice v klidném prostředí, vyvolaný homogenním silovým polem, představuje nejjednodušší případ jejího pohybu – sedimentaci částice. Projevuje se zde pouze působení sil ve směru tíhového zrychlení \vec{g} (viz obr. 2.4), pohybová rovnice částice tak má následující tvar [1]

$$\vec{F}_r + \vec{F}_v + \vec{F}_g = 0 \quad (2.19)$$

kde \vec{F}_v a \vec{F}_g jsou vztlková (2.7) a tíhová síla (2.10).

Tuhá částice se v ustáleném stavu pohybuje pádovou rychlostí u_p , jejíž velikost je stejná jako relativní rychlost obtékání, ale má opačný směr. Platí proto rovnice $\vec{v}_r = -\vec{u}_p$ [1].



Obr. 2.4: Silové poměry při sedimentaci částice [1]

Z rovnováhy aerodynamického odporu, vztlakové a tíhové síly vyplývá obecný vztah pro pádovou rychlost [1]

$$u_p = \sqrt{\frac{4a(\rho_c - \rho_a)g}{3\xi\rho_a}} \quad (2.20)$$

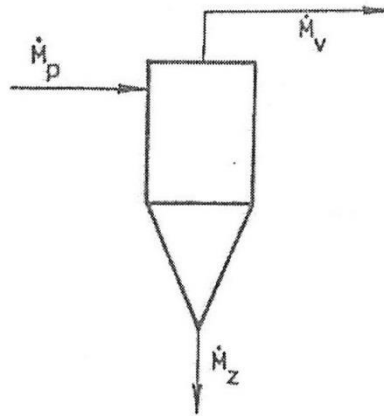
V oblasti Stokesova zákona lze tento vztah upravit dosazením vzorců (2.12) a (2.13) a získat tak zjednodušený vztah pro výpočet pádové rychlosti [1]

$$u_p = \frac{a^2(\rho_c - \rho_a)g}{18\mu_a} \quad (2.21)$$

2.5 Celková a frakční odlučivost částic

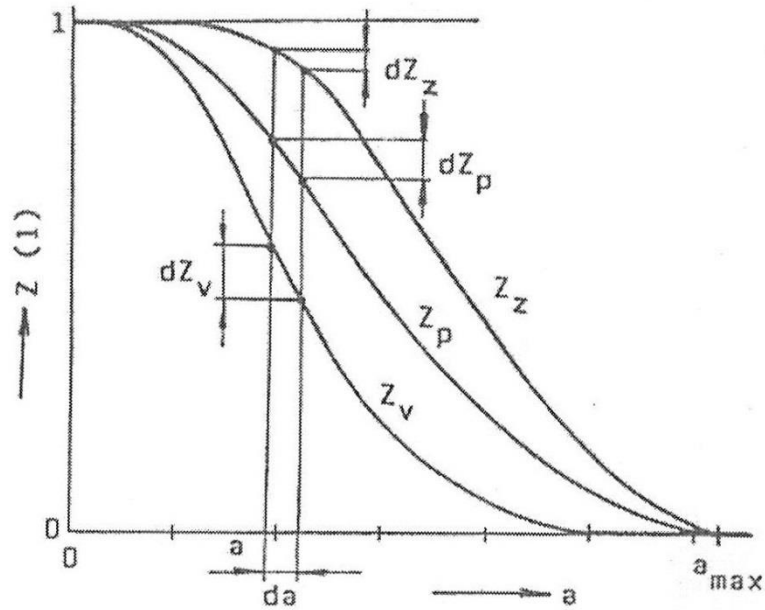
Jedním ze základních kritérií pro hodnocení funkce odlučovacích zařízení je celková odlučivost [1]. Označíme-li hmotnostní toky částic na přívodu, výstupu a v záchytu jako \dot{M}_p , \dot{M}_v a \dot{M}_z (viz obr. 2.5), pak lze celkovou odlučivost vyjádřit jako

$$O_c = \frac{\dot{M}_z}{\dot{M}_p} = \frac{\dot{M}_p - \dot{M}_v}{\dot{M}_p} = 1 - \frac{\dot{M}_v}{\dot{M}_p} \quad (2.22)$$



Obr. 2.5: Hmotnostní toky částic na odlučovači [2]

Celková odlučivost však není vlastností odlučovače, ale závisí na odlučovacích schopnostech, které udává závislost frakční odlučivosti na velikosti částice $O_f(a)$, na zrnitosti a koncentraci částic na vstupu do zařízení. Dále předpokládáme, že křivky zbytků v přívodu, záchytu a výstupu na obr. 2.6 představují rozdělení částic podle hmotnosti [2].



Obr. 2.6: Průběh křivek zbytků na odlučovači [2]

Bilanci frakčních hmotnostních toků pro každý interval velikostí částic ($a; a + da$) lze vyjádřit vztahem

$$\dot{M}_p dZ_p = \dot{M}_z dZ_z + \dot{M}_v dZ_v \quad (2.23)$$

Frakční odlučivost částic O_f se pak určí jako poměr hmotnostních frakčních toků v záchytu a přívodu

$$O_f = \frac{\dot{M}_z dZ_z}{\dot{M}_p dZ_p} = O_c \frac{dZ_z}{dZ_p} \quad (2.24)$$

Závislost frakční odlučivosti na velikosti částice u odlučovacích zařízení vyplývá z odlučovacích principů a je buď známa, nebo ji lze stanovit experimentálně. Dále udává odlučovací schopnosti zařízení [2].

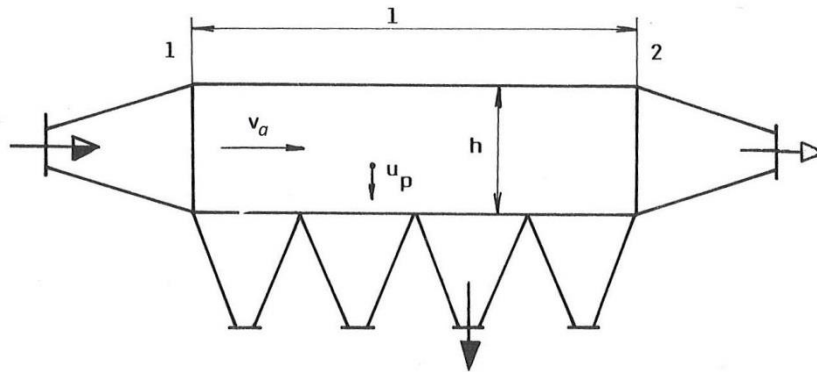
V úlohách řešených v rámci této práce, je simulací zjišťován počet částic na přívodu, záchytu a výstupu pro jejich jednotlivé velikosti. Frakční odlučivost je tak dána poměrem zachycených a přivedených částic.

2.6 Odlučování tuhých částic

V rámci této práce jsou řešeny dva způsoby odlučování tuhých částic – gravitační odlučování v potrubí a odlučování částic ve vírovém článku.

2.6.1 Usazovací komora

Usazovací komory představují nejjednodušší typ odlučovačů, u nichž se využívá gravitační princip odlučování, který je založen na účinku tíhové síly na pohyb částice. Obr. 2.7 ukazuje usazovací komoru o výšce h , délce l a šířce b . Rychlost vzduchu na vstupu do komory v_a předpokládáme konstantní a částice mají pádovou rychlost u_p [1]. Koncentrace částic ve vstupním průřezu je označena jako C_1 , pro výstupní koncentraci platí označení C_2 .



Obr. 2.7: Usazovací komora [1]

Je-li režim proudění vzduchu laminární, nedochází uvnitř komory k promíchávání plynu a koncentrace částic v mezní vrstvě u odlučovacích ploch odpovídá koncentraci ve vstupním průřezu. Pro hmotnostní tok odloučených částic platí

$$\dot{M}_z = C_1 u_p S_p \quad (2.25)$$

kde u_p je pádová rychlost částice a S_p je půdorysná plocha komory, $S_p = l \cdot b$.

Hmotnostní tok částic na přívodu odlučovače, je vyjádřen vztahem

$$\dot{M}_p = C_1 v_a S_v \quad (2.26)$$

kde v_a je rychlost proudění vzduchu na vstupním průřezu a S_v je vstupní průřez usazovací komory, $S_v = h \cdot b$.

Celková odlučivost zařízení v laminárním proudění je pak vyjádřena jako

$$O_I = \frac{\dot{M}_z}{\dot{M}_p} = \frac{u_p S_p}{v_a S_v} = \frac{u_p l}{v_a h} \quad (2.27)$$

V případě turbulentního proudění se za podmínky dokonalého rozvíření částic uvnitř komory předpokládá, že koncentrace částic v mezní vrstvě u odlučovacích ploch odpovídá koncentraci ve výstupním průřezu odlučovače. Hmotnostní tok zachycených částic se pak vyjádří jako

$$\dot{M}_z = C_2 u_p S_p \quad (2.28)$$

a odlučivost zařízení dostaneme ze vztahu

$$O_{II} = \frac{\dot{M}_z}{\dot{M}_p} = \frac{C_2 u_p S_p}{C_1 v_a S_v} \quad (2.29)$$

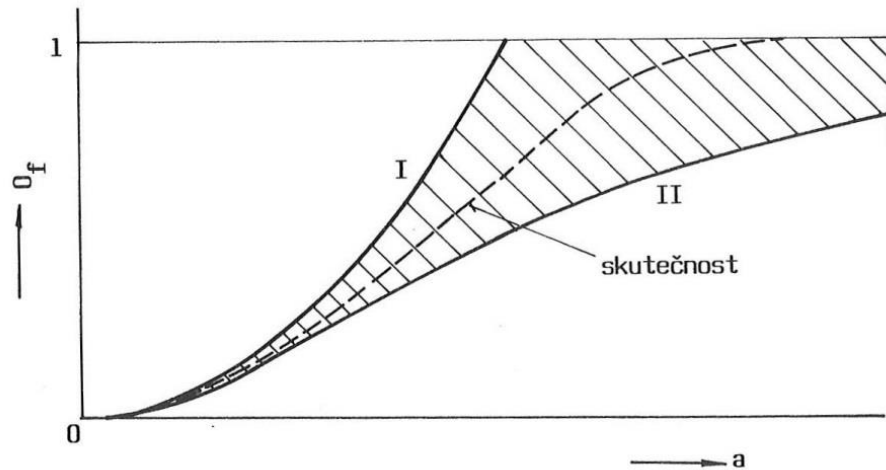
Pro odlučivost zařízení rovněž platí obecný vztah

$$O = \frac{\dot{V}_a (C_1 - C_2)}{\dot{V}_a C_1} = 1 - \frac{C_2}{C_1} \quad (2.30)$$

kde \dot{V}_a je objemový průtok vzduchu. Po dosazení za poměr výstupní a vstupní koncentrace částic z (2.30) do vztahu (2.29) vyplývá pro odlučivost v turbulentním proudění

$$O_{II} = \frac{u_p l}{v_a h} (1 - O_{II}) = \frac{\frac{u_p l}{v_a h}}{1 + \frac{u_p l}{v_a h}} \quad (2.31)$$

Laminární proudění představuje teoretický limitní případ, kdy je odlučivost tuhých částic (2.27) maximální možná. Naproti tomu odlučivost v turbulentním proudění při dokonalém rozvíření částic (2.31) dosahuje minimální možné hodnoty. Pádová rychlost částice je závislá na její velikosti, je proto možné ze vztahů (2.27) a (2.31) vyjádřit oba teoretické mezní případy frakční odlučivosti (viz obr. 2.8). V reálném případě se bude skutečná závislost $O_f(a)$ nacházet mezi těmito mezními stavy [1].



Obr. 2.8: Limitní případy závislosti frakční odlučivosti na velikosti částice v laminárním (I.) a turbulentním proudění (II.) [1]

V simulacích gravitačního usazování v této práci byl pro zjednodušení výpočtů uvažován pouze přímý úsek usazovací komory s konstantním průřezem S_v .

2.6.2 Vírový článek

Základním principem vírových odlučovačů (cyklónů) je využití odstředivé síly působící na částice plynu, které vstupují do válcové části cyklónu. Tyto odlučovače se vyznačují jednoduchou konstrukcí, malou spotřebou materiálu, nenáročnou obsluhou a relativně malou tlakovou ztrátou (600 až 1000 Pa) [1].

Charakteristické rozměry vírového článku, které mají největší vliv na odstředivou sílu působící na tuhé částice, jsou jeho vnitřní průměr D a vnitřní průměr kruhové vstupní trubice d . Odlučovací schopnosti cyklónů lze porovnat na základě Stokesova kritéria Stk_m , který je dán vztahem

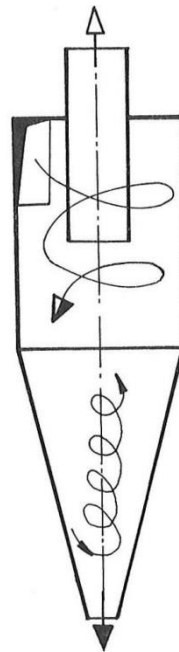
$$Stk_m = \frac{a_{1,m}^2 \rho_{\check{c}1} v_d}{18\mu_a D} = \frac{a_{1,m}^2 \rho_{\check{c}1} 4\dot{V}_a}{18\mu_a \pi D^3} \quad (2.32)$$

kde $\rho_{\check{c}1} = 1000 \text{ kg/m}^3$, $a_{1,m}$ je aerodynamická mez odlučivosti částice a v_d je tzv. fiktivní rychlost vzduchu uvnitř válcové komory. Odlučovací vlastnosti dále závisí na vstupní rychlosti proudění, která zůstává přibližně stejná jako tangenciální složka rychlosti. Ta ovlivňuje velikost odstředivé síly a tím i konečnou odlučovací rychlost částice v blízkosti válcové stěny, která je dána vztahem

$$u_p = \frac{a_1^2 1000 2v_t^2}{18\mu_a D} \quad (2.33)$$

kde a_1 je aerodynamická velikost částice a v_t je tečná složka rychlosti vzduchu u válcové stěny.

Podle způsobu, kterým se u cyklónu dosahuje rotace plynu, lze tyto odlučovače rozdělit na tři základní typy – s tečným vstupem, s osovým vstupem a vratným tokem a s osovým vstupem a přímým tokem. Nejrozšířenějším typem je vírový článek s tečným vstupem (obr. 2.9) [1].

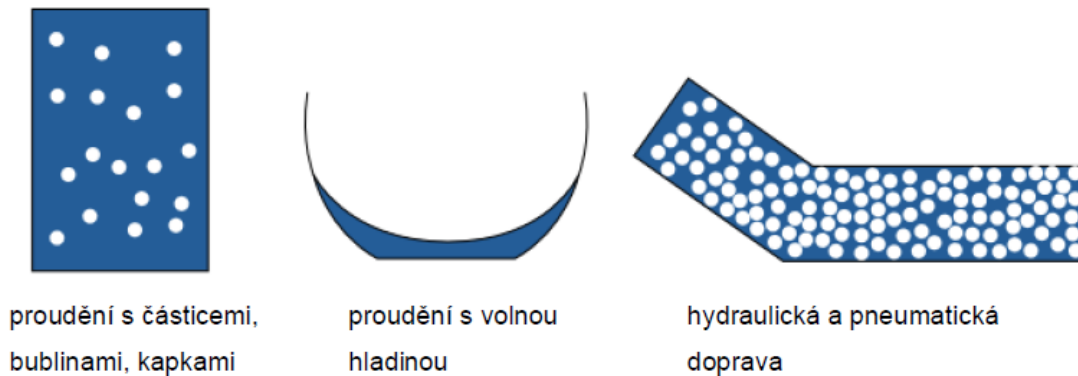


Obr. 2.9: Vírový článek s tečným vstupem [1]

Vírovým článkem s tečným vstupem je i imisní třídič frakce PM_{10} , který byl experimentálně ověřován v rámci práce [5]. Výsledky měření byly v této práci porovnány s výstupy simulace tohoto cyklónu.

3. CFD SIMULACE VÍCEFÁZOVÉHO PROUDĚNÍ

Vícefázové proudění lze obecně rozdělit do následujících kategorií: plyn-kapalina, kapalina-kapalina, plyn-pevná látka, kapalina-pevná látka a třífázové proudění. Program ANSYS Fluent umožňuje řešit různé varianty proudění vícefázových systémů, se kterými je možné se v praxi setkat. Patří mezi ně například proudění pevných částic nebo kapek v plynu, proudění s volnou hladinou, sedimentace částic v kapalině nebo hydraulická a pneumatická doprava tuhých částic (viz obr. 3.1).



Obr. 3.1: Příklady vícefázového proudění [4]

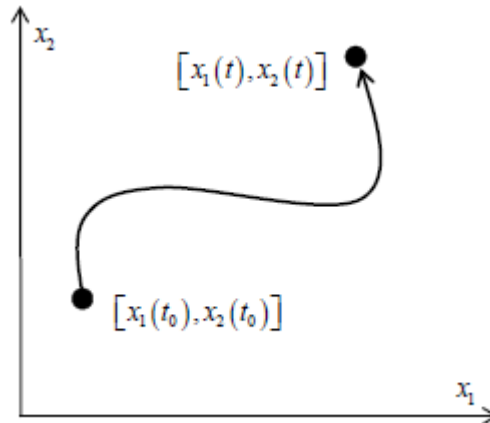
3.1 Eulerův a Lagrangeův popis pohybu

Pohyb kontinua lze popsat dvěma způsoby – metodou podle Lagrange a podle Eulerova. Podle Lagrange je pohyb kontinua sledován z hlediska jeho jednotlivých částic. Sledování částice je zahájeno v počátečním bodě x_0 a čase t_0 . Její poloha v čase je vyjádřena rovnicí

$$\vec{x} = \vec{x}(\vec{x}_0; t) \quad (3.1)$$

Tato funkce je spojitá v čase, protože se jedná o spojitě prostředí a s použitím vztahu (3.1) lze určit trajektorii částice, která charakterizuje její pohyb v časovém intervalu (viz obr. 3.2). Rychlost částice lze vyjádřit jako derivaci podle času

$$\vec{u} = \frac{d\vec{x}}{dt} \quad (3.2)$$

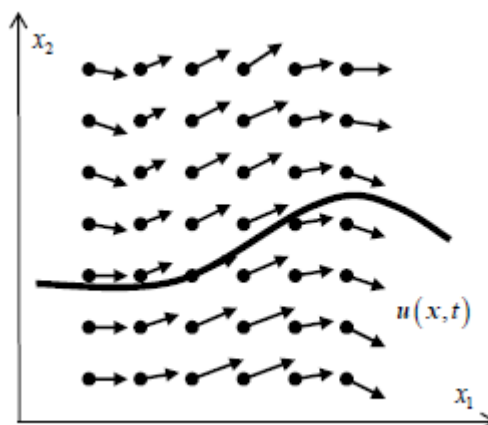


Obr. 3.2: Popis pohybu kontinua podle Lagrange [7]

V přístupu podle Eulera je řešeno primárně pole kinematických veličin a jejich změny v čase jsou sledovány v jednotlivých bodech oblasti pohybu. Kinematický stav částice kontinua v daném bodě je popsán vztahem

$$\vec{u} = \vec{u}(\vec{x}; t) \quad (3.3)$$

který udává rozložení rychlostního pole v celé řešené oblasti kontinua v každém okamžiku. Za předpokladu, že jsou funkce (3.3) i jejich parciální derivace spojité podle souřadnic a současně nenabývají nulových hodnot, lze v každém okamžiku t proložit částicemi kontinua křivky, jejichž tečny mají v každém bodě směr rychlosti \vec{u} . Tyto křivky se nazývají proudnice a představují obraz pohybu kontinua v určitém časovém okamžiku (obr. 3.3).



Obr. 3.3: Popis pohybu kontinua podle Eulera [7]

Obraz proudnic je dán rychlostmi různých částic tekutiny a je funkcí času, tudíž se mění v každém okamžiku, zatímco trajektorie je dráha pohybu částic tekutiny. Proudnice a trajektorie obecně představují různé křivky, splývají pouze v případě stacionárního pohybu [7].

3.2 Způsoby modelování vícefázového proudění ve Fluentu

Pro modelování vícefázového proudění jsou v současnosti dostupné dva přístupy řešení – kombinace Eulerova a Lagrangeova popisu a metoda, kdy jsou obě fáze řešeny podle Eulerova. V rámci Eulerova přístupu jsou jednotlivé fáze matematicky řešeny jako objemové zlomky směsi, které se uvažují jako spojité funkce v času i prostoru. Tyto modely jsou ve Fluentu označeny jako multifázové. Lze je použít například pro simulaci šíření vodní páry ve vlhkém vzduchu nebo proudění s volnou hladinou [4].

Kombinace Eulerova a Lagrangeova popisu je uplatněna v tzv. diskretním modelu. Tekutá fáze proudění je řešena jako kontinuum v příslušném systému rovnic (pohybové rovnice, rovnice kontinuity), zatímco u diskretní fáze jsou sledovány jednotlivé částice, bublinky nebo kapky v proudovém poli [4].

Mezi fázemi může docházet k přenosu hybnosti, tepla a hmoty. Vzájemné ovlivňování částic lze v tomto modelu zanedbat, zaujímá-li diskretní fáze malou část objemu směsi (např. vzduch s obsahem prachových částic o nízké koncentraci). Ve výpočtu lze uvažovat různé stupně propojení chování obou fází (jednostranné vs. oboustranné působení fází).

V modelu s oboustranným působením fází probíhá výpočet proudění vzduchu a trajektorií částic současně. Proudění vzduchu ovlivňuje trajektorie tuhých částic a částice mají zpětný vliv na proudění. Model s jednostranným působením fází umožňuje řešit obě fáze odděleně a to tak, že je nejprve proveden výpočet proudění vzduchu a trajektorie částic jsou vyhodnoceny až v následném zpracování výsledků. V tomto případě jsou trajektorie částic ovlivňovány prouděním, jejich zpětný vliv na proudění však není uvažován.

Proudění i pohyb částic lze uvažovat jako stacionární a nestacionární. Příkladem stacionárního proudění a stacionárního sledování trajektorií částic může být proudění

vzduchu s obsahem tuhých částic v potrubí, pokud jsou zanedbány vzájemné vlivy částic. Uvažují-li se ve výpočtu vzájemné srážky mezi částicemi, dochází mezi nimi k přenosu hybnosti a jejich vlastnosti se tak v čase mění. Jedná se tak o případ nestacionárního sledování trajektorií částic a stacionárního proudění vzduchu. Příkladem nestacionárního proudění může být případ, kdy je na začátku potrubí umístěn ventil, který se v průběhu simulace otevírá nebo zavírá. Vzájemný vliv částic v proudě vzduchu lze opět buď zanedbat (stacionární sledování částic) nebo zahrnout (nestacionární sledování částic).

V této práci se vzájemná interakce částic zanedbává, uvažované koncentrace částic jsou relativně nízké a rychlost proudění vzduchu je na čase nezávislá. Pro simulaci dvoufázového systému vzduch-tuhé částice a vyhodnocení odlučivosti tuhých částic byl proto použit stacionární diskretní model s jednostranným působením proudění vzduchu na pohyb částic, který počítá trajektorie částic stejným způsobem při jakékoli koncentraci.

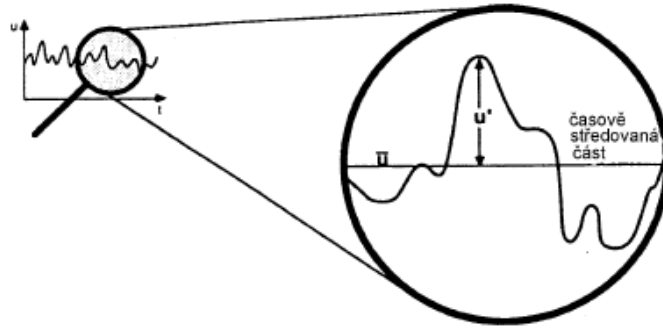
3.3 Výpočet proudění vzduchu

3.3.1 Laminární proudění

V případě laminárního proudění vzduchu je v dané numerické síti řešeno jeho rychlostní pole užitím Navierových-Stokesových rovnic a rovnice kontinuity. V blízkosti stěny není nutné zjemnění numerické sítě, neboť se proudění u stěny počítá stejným způsobem jako v jádru proudě.

3.3.2 Turbulentní proudění

Pro numerickou simulaci lze použít tři základní přístupy: přímá numerická simulace (DNS), simulace velkých vírů (LES) a Reynoldsovy rovnice (RANS), přičemž v inženýrských aplikacích jsou nejvíce používány statistické modely turbulence používající RANS. Ty jsou založeny na metodě časového nebo souborového středování turbulentních veličin, kdy je okamžitá hodnota veličiny rozdělena na střední a flukтуаční složku (viz obr. 3.4).



Obr. 3.4: Rozložení okamžité hodnoty veličiny [6]

Dosažením součtu středovaných a fluktučních hodnot rychlostí proudění do Navierových-Stokesových rovnic a jejich průměrováním dospějeme k Reynoldsovým rovnicím (RANS). V nich se objevují tzv. Reynoldsova napětí, tj. 6 nových neznámých a RANS jsou společně s rovnicí kontinuity neřešitelné, neboť se jedná o neuzavřenou soustavu rovnic. Reynoldsova napětí se modelují poloempiricky tzv. modely turbulence, což představuje rovnice, které doplňují soustavu RANS a rovnice kontinuity tak, aby bylo možné je řešit [8].

Některé modely turbulence využívají tzv. rozšířenou Boussinesqovu hypotézu o turbulentní viskozitě, která předpokládá, že Reynoldsova napětí jsou úměrná příčnému gradientu střední rychlosti proudění a lze je obecně vyjádřit jako

$$r_{ij} = -\rho_a \overline{v_i' v_j'} = \mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \rho_a k_t \delta_{ij} \quad (3.4)$$

kde δ_{ij} je Kroneckerovo delta (pro $i = j$ je $\delta_{ij} = 1$, jinak $\delta_{ij} = 0$) a k_t je kinetická energie turbulence.

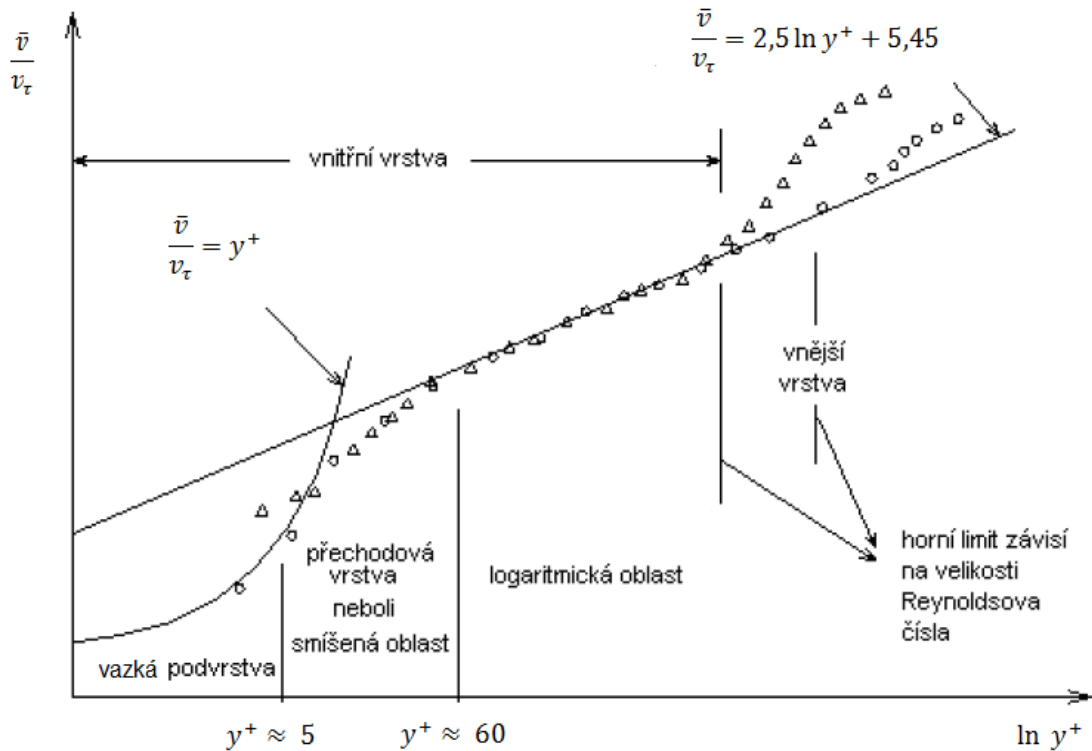
Turbulentní viskozitu μ_t lze vyjádřit ze dvou veličin: kinetické energie turbulence k_t a další veličiny, například rychlosti disipace této kinetické energie ε . Pro μ_t platí vztah

$$\mu_t = \rho_a C_\mu \frac{k_t^2}{\varepsilon} \quad (3.5)$$

kde $C_\mu = 0,09$ je konstanta. Rozložení k_t a ε je dáno transportními rovnicemi, které tvoří model turbulence. Tím ovšem původní vektorový charakter fluktuací rychlosti mizí (μ_t , k_t a ε jsou skalární veličiny). Dále se nerozlišují jednotlivé složky fluktuace

rychlostí a ztrácí se tak informace o turbulentních strukturách. Tento typ modelu turbulence řeší pouze pole středních rychlostí, tlaků a dalších veličin [8].

Přesnost numerického řešení turbulentního proudění v potrubí rovněž ovlivňuje modelování proudění v blízkosti stěny, kde se řešené veličiny rychle mění. V oblasti u stěny vzniká tzv. vnitřní mezní vrstva, kterou lze rozdělit do tří oblastí, které jsou určeny bezrozměrnou vzdáleností od stěny y^+ (viz obr. 3.5).



Obr. 3.5: Rozdělení oblasti v blízkosti stěny [9]

Pro bezrozměrnou vzdálenost od stěny platí

$$y^+ = \frac{\rho_a y v_\tau}{\mu_a} \quad (3.6)$$

kde ρ_a a μ_a jsou hustota a dynamická viskozita vzduchu a v_τ představuje třecí rychlost, která je určena smykovým napětím na stěně podle vztahu

$$v_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_a}} \quad (3.7)$$

Ve vazké podvrstvě, která se nachází bezprostředně u stěny ($y^+ < 5$), má molekulární viskozita významný vliv na přenos hybnosti. Turbulence je v této oblasti potlačena. Naproti tomu v logaritmické oblasti vnitřní mezní vrstvy dochází k výrazné produkci turbulentní kinetické energie a turbulence zde má dominantní vliv.

Oblast vnitřní mezní vrstvy lze ve Fluentu řešit dvojím způsobem. První z nich je použití stěnových funkcí, které předepisují rychlostní profil ve vazké podvrstvě, přechodové a logaritmické oblasti. Předpokládá se, že první řada buněk u stěny je v logaritmické oblasti. Toto řešení lze uplatnit u numerických sítí, které nejsou zjemněné u stěn, není ovšem funkční ve všech případech. Jinak lze použít podrobné modelování proudění v blízkosti stěny, přičemž se několik řad buněk numerické sítě musí nacházet v oblasti vazké podvrstvy, bezrozměrná vzdálenost první řady buněk by měla být $y_1^+ \approx 1$.

Nejpoužívanějšími modely turbulence v CFD simulacích jsou dvourovnicové modely k - ϵ , v programu jsou k řešení turbulentního proudění dostupné tři modely podle různých autorů, z nichž byly v této práci použity dva. Model podle Laundera a Spaldinga [10] je ve Fluentu nazván jako standardní. Ten řeší vírovou viskozitu podle vztahu (3.5) a nepočítá s korekcí na zakřivení proudnic. Vzhledem k tomu není možné v tomto modelu dostatečně postihnout proudění s vířivým makroskopickým charakterem [4].

Pro přesnější výpočet turbulentního proudění lze použít model podle Shiha [11]. V tomto modelu je zahrnuta korekce na vliv zakřivení proudnic. Součinitel C_μ ve vztahu (3.5) se již neuvažuje jako konstantní, ale je funkcí několika proměnných [4]. V modelu lze přesněji řešit makroskopické vírové struktury proudění, což se uplatní např. při výpočtu proudění vzduchu ve vírovém článku.

Všechny k - ϵ modely turbulence vykazují nestabilitu v těsné blízkosti u stěny. Proto je nutné je buď používat spolu se stěnovými funkcemi, anebo v případě jemné numerické sítě u stěny použít tzv. dvouvrstvou variantu modelu k - ϵ .

3.4 Výpočet trajektorií tuhých částic

Sledování trajektorií částic je dáno maximálním počtem časových kroků. Pokud je zadaný maximální počet kroků při výpočtu překročen, trajektorie částice je vyhodnocena jako nedokončená (ve Fluentu označeno jako „*incomplete*“). Maximální počet časových kroků, které lze do výpočtu zadat, je 10^9 [4]. Trajektorie částic jsou rovněž určeny okrajovými podmínkami na hraničních plochách, na nichž se částice mohou zachytit („*trap*“), odrazit se o nich („*reflect*“) nebo jimi projít („*escape*“). Odlučivost částic, která je v úlohách v rámci této práce řešena, je dána poměrem počtu zachycených trajektorií („*trapped*“) a celkového počtu trajektorií na vstupu („*tracked*“).

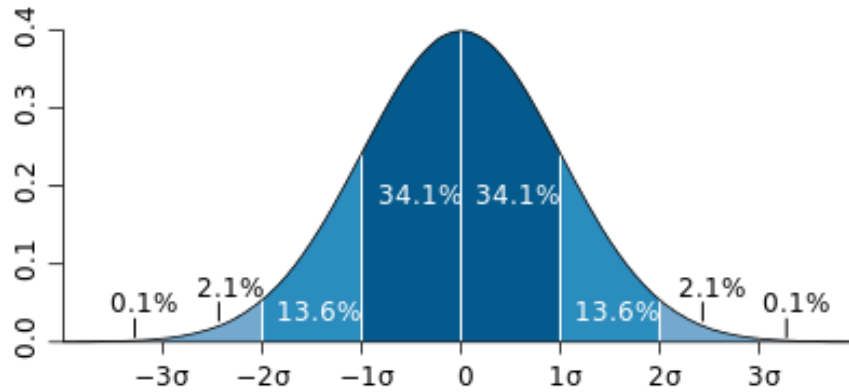
Do výpočtu trajektorií částic lze zahrnout síly, které na částice působí. Jedná se především o setrvačnou sílu, tíhovou sílu, tlakovou sílu nebo aerodynamickou odporovou sílu. Pokud je součinitel odporu počítán dle Stokesova zákona, lze u malých částic počítat s korekcí na skluz plynu podle vztahu (2.17) a zadat hodnotu Cunninghamova korekčního součinitele pro každou velikost částice.

Rotaci částic lze modelovat dvěma způsoby. Pokud je známa vlastní úhlová rychlost částice, projeví se ve výpočtu účinky Magnusovy síly dle vztahu (2.8). Rotaci částic lze také vyvolat odrazem od hraničních ploch (např. stěn potrubí), na kterých je definována hodnota třecího součinitele nebo drsnost odrazivé hraniční plochy (ve Fluentu je tato funkce označena jako „*rough wall model*“) [4].

Ve výpočtu trajektorií částic lze dále uvažovat vliv fluktuací rychlosti turbulentního proudění („*random walk model*“). Na základě znalosti hodnot kinetické energie turbulence k_t a rychlosti disipace kinetické energie ε je v programu Fluent v každém bodě vypočítána lokální střední hodnota fluktuace rychlosti ze vztahu

$$\sqrt{v_i'^2} = \sqrt{\frac{2}{3}k_t} \quad (i = 1; 2; 3) \quad (3.8)$$

Vztah (3.8) udává rozptyl fluktuací rychlosti kolem nulové střední hodnoty podle Gaussovy křivky (obr. 3.6). Odtud jsou do výpočtu zahrnuty náhodné fluktuace všech složek rychlosti proudění [4].



Obr. 3.6: Gaussova křivka rozdělení fluktuací rychlosti

Pro náhodné hodnoty fluktuací rychlosti pak platí

$$v'_i = \zeta \sqrt{v_i'^2} = \zeta \sqrt{\frac{2}{3} k_t} \quad (3.9)$$

kde ζ je náhodná hodnota vycházející z příslušné Gaussovy křivky. Vliv fluktuace se uplatňuje po dobu existence turbulentního víru, kterou lze vyjádřit jako

$$t = -0,15 \frac{k_t}{\varepsilon} \ln \tau \quad (3.10)$$

kde τ je náhodné číslo v rozmezí od 0 do 1 a poměr k_t/ε udává integrální časové měřítko turbulence.

Částice je možné definovat jako hmotné nebo nehmotné, inertní, hořlavé, kapky nebo vícesložkové a lze je vpouštět do modelu několika způsoby. V simulacích v této práci se řeší případy, kdy trajektorie částic vycházejí z jednoho určeného bodu nebo jsou do modelu vpouštěny po celém vstupním průřezu, přičemž ze středu každé buňky vychází jedna částice.

Řeší-li se soubor částic, lze rovněž určit, zda je monodisperzní nebo polydisperzní. Monodisperzní soubor je určen pouze velikostí částic. V případě polydisperzního souboru používá program rozdělení dle Rosina a Rammlera, přičemž je třeba definovat minimální a maximální velikost částice, počet frakcí a stupeň polydisperznosti. Velikost částice a_R , jejíž hodnota hmotnostního zbytku je 0,368, je ve Fluentu dopočítána, ale pro výpočet je nutné zadat její nenulovou hodnotu [4].

V běžném uživatelském rozhraní je pro definici velikostních frakcí a výpočet trajektorií částic nutné opakovaně zadávat velký počet stejných hodnot. To je možné si usnadnit sestavením souboru dávek příkazů (ve Fluentu „*journal*“), který lze použít jak pro nastavení požadovaných veličin u částic (příklad viz obr. 3.7), tak pro spouštění simulace po frakcích (obr. 3.8). Řešené trajektorie se v běžném uživatelském rozhraní vykreslují na obrazovce, což značně zatěžuje výpočetní techniku a výpočet je časově velmi náročný. Proto je vhodné při spouštění výpočtu zadat příkaz, který zobrazování trajektorií zakáže.

```
/define/models/dpm/injections/create-injection inj1 no yes surface no vstup () yes
yes no no no no no 1e-06 0. 1e-10

/define/models/dpm/injections/create-injection inj2 no yes surface no vstup () yes
yes no no no no no 2e-06 0. 1e-10

/define/models/dpm/injections/create-injection inj3 no yes surface no vstup () yes
yes no no no no no 3e-06 0. 1e-10

/define/models/dpm/injections/create-injection inj4 no yes surface no vstup () yes
yes no no no no no 4e-06 0. 1e-10

/define/models/dpm/injections/create-injection inj5 no yes surface no vstup () yes
yes no no no no no 5e-06 0. 1e-10
```

Obr. 3.7: Dávka příkazů pro zadání vlastností částic (5 frakcí)

```
/display/set/particle-tracks/display? no

/display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj1" () 1e+20 -1e+20

/display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj2" () 1e+20 -1e+20

/display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj3" () 1e+20 -1e+20

/display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj4" () 1e+20 -1e+20

/display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj5" () 1e+20 -1e+20
```

Obr. 3.8: Dávka příkazů pro spuštění simulace po frakcích (5 frakcí)

4. MODELOVÁNÍ TRAJEKTORIÍ TUHÝCH ČÁSTIC V ROVINĚ (2D)

Účelem simulace rovinného případu je vyzkoušet možnosti nastavení modelu ve Fluentu pro jednoduchou úlohu. Takové úlohy lze najít vyřešené ve starší literatuře (např. [12]). Pro simulaci byla vybrána úloha třídění částic ve vertikálním proudu vzduchu, kterou řešili Müller a Wessel v roce 1963 [13], a jejíž výsledky jsou uvedeny v [12].

Plyn proudí svislým kanálem směrem vzhůru rychlostí 1,75 m/s, která se uvažuje konstantní po celé šířce kanálu. Částice o velikosti 100 až 500 μm jsou do proudu vzduchu přivedeny vodorovně z jedné strany kanálu konstantní rychlostí 2 m/s. Rozměry kanálu, hustota částic ani vlastnosti vzduchu nejsou v literatuře [12] uvedeny. V případě vertikálního proudění převládá vliv tíhové síly jak na proudění, tak na částice. Rovnováha sil, které na částice působí, je v literatuře [12] vyjádřena jako

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{\rho_{\xi} - \rho_a}{\rho_{\xi} + K\rho_a} \vec{g} + \xi(Re_r) \frac{3}{4a} \frac{\rho_a}{\rho_{\xi} + K\rho_a} \cdot |v_r| \cdot \vec{v}_r \quad (4.1)$$

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = A \cdot \vec{g} + B \cdot \xi(Re_r) \cdot |v_r| \cdot \vec{v}_r \quad (4.2)$$

kde A, B jsou konstanty pro daný případ a $\vec{g} \equiv (0; -g)$ m/s^2 . Konstanta K je známa ze vztahu pro přiřazenou hmotnost částice

$$M_a = \rho_a V_a = \rho_a K V_{\xi} \quad (4.3)$$

a její hodnota je obvykle 0,5. Rychlost proudění $\vec{v} \equiv (0; 1,75)$ m/s je všude stejná a v čase konstantní, proto platí

$$\frac{d\vec{u}}{dt} = \frac{d}{dt} (\vec{v} - \vec{v}_r) = \frac{d\vec{v}}{dt} - \frac{d\vec{v}_r}{dt} = 0 - \frac{d\vec{v}_r}{dt} = -\frac{d\vec{v}_r}{dt} \quad (4.4)$$

Derivace rychlostí mají opačné znaménko a pohybová rovnice přechází do tvaru

$$\frac{d\vec{v}_r}{dt} = -A \cdot \vec{g} - B \cdot \xi(Re_r) \cdot |v_r| \cdot \vec{v}_r \quad (4.5)$$

Pro obě složky relativní rychlosti platí tyto obyčejné diferenciální rovnice

$$\frac{dv_{rx}}{dt} = -B \cdot \xi(Re_r) \cdot |v_r| \cdot v_{rx} \quad (4.6)$$

$$\frac{dv_{ry}}{dt} = A \cdot g - B \cdot \xi(Re_r) \cdot |v_r| \cdot v_{ry} \quad (4.7)$$

Jejich řešením je závislost složek relativní rychlosti na čase. V obou rovnicích se objevuje součinitel odporu ξ , který je funkcí Re_r a tudíž závisí na relativní rychlosti obtékání, která má být rovnicemi (4.6) a (4.7) řešena. Další komplikací řešení je, že velikost relativní rychlosti obsahuje dvě složky

$$|v_r| = \sqrt{v_{rx}^2 + v_{ry}^2} \quad (4.8)$$

které se objeví v obou rovnicích. V případě, že je vyřešena závislost obou složek v_r na čase, pak lze diferenciální rovnice (4.6) a (4.7) použít pro výpočet trajektorie částic v souřadnicích $x(t)$ a $y(t)$. Pro složky rychlosti částice potom platí

$$\frac{dx}{dt} = u_x = v_x - v_{rx} \quad (4.9)$$

$$\frac{dy}{dt} = u_y = v_y - v_{ry} \quad (4.10)$$

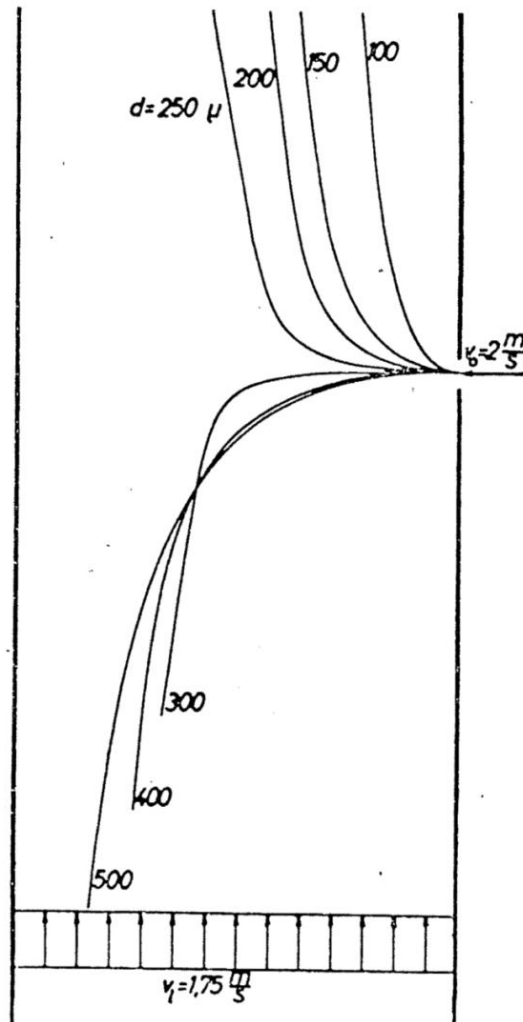
kde $v_x = 0$ m/s a v_y je konstantní. Zrychlení částice potom dostaneme derivací její rychlosti

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{du_x}{dt} = \frac{d}{dt}(v_x - v_{rx}) = -\frac{dv_{rx}}{dt} = B \cdot \xi(Re_r) \cdot |v_r| \cdot v_{rx} \quad (4.11)$$

$$\frac{d^2y}{dt^2} = \frac{du_y}{dt} = \frac{d}{dt}(v_y - v_{ry}) = -\frac{dv_{ry}}{dt} = -A \cdot g + B \cdot \xi(Re_r) \cdot |v_r| \cdot v_{ry} \quad (4.12)$$

Tyto rovnice je zřejmě možné řešit pouze numericky. Důvodem je závislost součinitele odporu ξ na řešené relativní rychlosti obtékání v_r a skutečnost, že velikost rychlosti v_r obsahuje obě neznámé složky v_r . Výpočet byl v roce 1963 proveden na analogovém počítači a výsledky jsou na obr. 4.1.

Částice o průměru menším než 250 μm včetně se pohybují stejným směrem jako proudění vzduchu, jehož vliv je na částice těchto velikostí dominantní. Naproti tomu trajektorie částic větších než 300 μm směřují dolů, což ukazuje převládající vliv tíhy.



Obr. 4.1: Trajektorie tuhých částic ve vertikálním proudu vzduchu[12]

4.1 Simulace trajektorií částic ve Fluentu

Rozměry kanálu nejsou z literatury [12] známy, pro simulaci byl zvolen model o šířce 0,5 m a výšce 1 m. Numerickou síť tvoří buňky o délce hrany 5 mm. V kanálu se uvažuje stacionární proudění vzduchu, který má hustotu $\rho_a = 1,2 \text{ kg/m}^3$ a dynamickou viskozitu $\mu_a = 18,15 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. Rychlost proudění vzduchu je 1,75 m/s a je konstantní po celém průřezu. Toho lze ve Fluentu dosáhnout tím, že na stěnách potrubí je definováno nulové smykové napětí (dokonale kluzká stěna).

Částice o velikostním rozsahu 100 a 500 μm byly do proudu vzduchu vpouštěny z pravé stěny v polovině výšky mezery rychlostí 2 m/s. Vzhledem k tomu, že nejsou známy vlastnosti částic, byla jejich hustota zjištěna zkusmo tak, aby se simulace co nejvíce přibližovala původnímu řešení úlohy. Tomu nejlépe odpovídaly částice o hustotě 2000 kg/m^3 . Na stěnách potrubí je definována okrajová podmínka odrazu pro částice.

Při výpočtu trajektorií byla uvažována tíhová síla, síla přiřazené hmotnosti částice a aerodynamická odporová síla. Konkrétní vztah pro výpočet součinitele odporu, který Müller a Wessel použili, není znám. V simulacích byl pro výpočet ξ použit model, který je ve Fluentu nazván jako „*spherical drag law*“ [4]. Ten počítá součinitel odporu podle vztahu

$$\xi = \alpha_1 + \frac{\alpha_2}{Re_r} + \frac{\alpha_3}{Re_r^2} \quad (4.13)$$

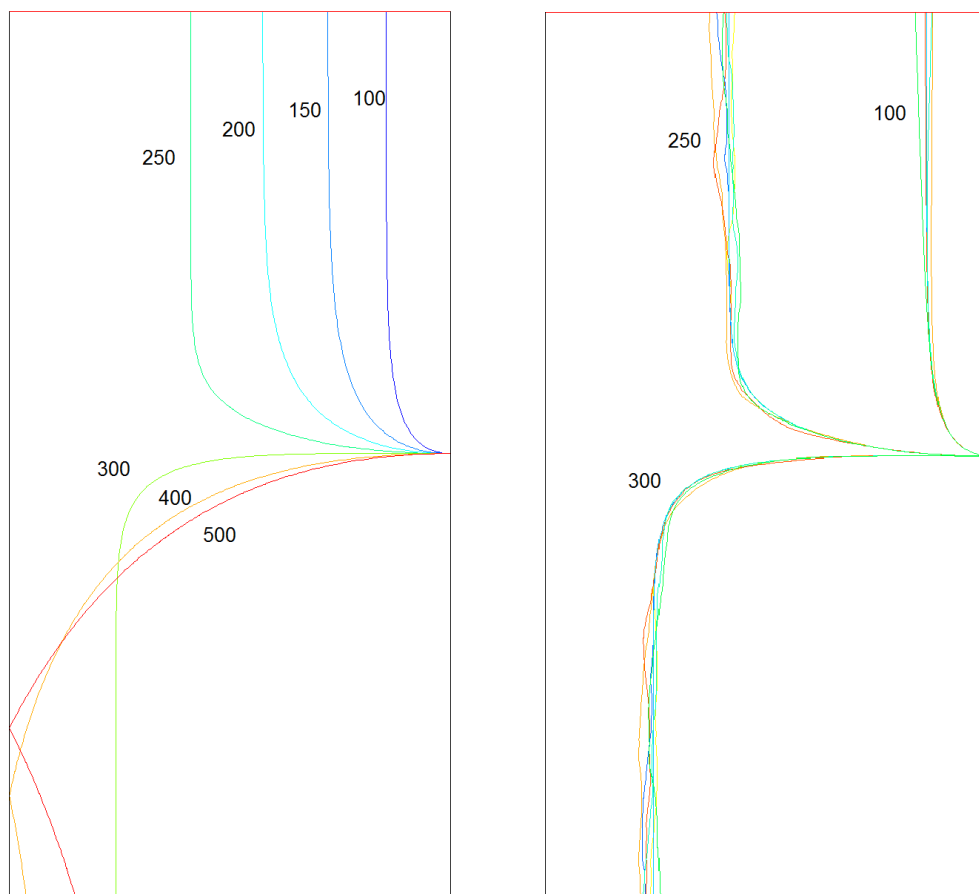
kde α_1 , α_2 a α_3 jsou konstantní parametry pro konkrétní rozsahy Re_r , které určili Morsi a Alexander [14].

Výsledný tvar trajektorií částic ze simulace (obr. 4.2 vlevo) se od původní úlohy mírně liší, roztřídění částic se však shoduje. Částice menší než 250 μm se od určitého bodu pohybují přímo vzhůru, zatímco v původní úloze se od přímého směru mírně odchyľují po celou dobu. Částice o velikosti 400 a 500 μm v simulaci klesají mírněji a odráží se od protější stěny. To v původním případě nenastane, šířka mezery ovšem není známa, proto tyto případy nelze jednoznačně porovnat. Původní úlohu obecně není možné přesně nasimulovat, neboť nejsou známy ani použité vlastnosti vzduchu. Rozdílné zakřivení trajektorií by rovněž mohlo být způsobeno řešením součinitele odporu ξ , neboť konkrétní vztah pro jeho výpočet v původní úloze není v literatuře [12] uveden.

Zajímavější je vliv turbulence. Z hydraulického průměru 2D kanálu $D_h = 1$ m a vlastností vzduchu vyplývá Reynoldsovo číslo $Re = 115\,702$, což odpovídá turbulentnímu proudění a je nutné použít ve výpočtu model turbulence. Uvažuje-li se však rovnoměrný rychlostní profil a dokonale kluzké stěny, pak se hodnoty kinetické energie turbulence k_t i rychlosti její disipace ε v celé simulované oblasti nemění.

Střední rychlostní pole je v celém modelu stejné jako na vstupu v laminárním i v turbulentním proudění a trajektorie částic vyjdou v obou režimech stejné. Ve skutečnosti existují v turbulentním proudění struktury, které by měly trajektorie částic ovlivňovat. Ty lze ve výpočtu postihnout vlivem fluktuací rychlosti na částice, který byl zahrnut do výpočtu trajektorií vybraných velikostí částic (100, 250 a 300 μm). Výsledky jsou na obr. 4.2 vpravo.

U částic větších než 300 μm převládá stejně jako v předchozím případě vliv tíhy, naproti tomu částice menší 250 μm jsou unášeny proudem vzduchu směrem vzhůru. Účinky fluktuací rychlosti se projevily rozptylem trajektorií částic, jejich směr i tvar odpovídá výsledkům předchozí simulace. Z výsledků vyplývá, že vliv fluktuací rychlosti v turbulentním proudění je nutné do výpočtu zahrnout.



Obr. 4.2: Trajektorie částic zjištěné simulací (vlevo – bez vlivu fluktuací rychlosti, vpravo – s vlivem fluktuací rychlosti)

5. SIMULACE GRAVITAČNÍHO ODLUČOVÁNÍ ČÁSTIC V ČTYŘHRANNÉM POTRUBÍ

Cílem simulace gravitačního odlučování částic v potrubí bylo vyzkoušet možnosti nastavení a vliv parametrů stacionárního diskrétního modelu s jednostranným působením proudění vzduchu na částice na jednoduchých úlohách, kde lze snadno kontrolovat podmínky a interpretovat výsledky. Hodnoty frakční odlučivosti částic zjištěné simulací lze porovnat s teoretickým výpočtem.

Výpočty byly provedeny pro laminární a turbulentní režim proudění v modelu přímého potrubí o obdélníkovém průřezu 315 x 125 mm. Na vstupním průřezu a všech stěnách vyjma spodní, na které se částice usazují v důsledku tíhové síly, je nastavena okrajová podmínka odrazu. Výstupní průřez je pro částice definován jako propustný. Částice jsou do potrubí vpouštěny po celém vstupním průřezu a to tak, že vychází jedna trajektorie z každé buňky povrchové sítě vstupního průřezu. Test s různou koncentrací částic prokázal, že na jejich vstupní koncentraci v tomto pojetí modelu nezáleží, musí být pouze nenulová.

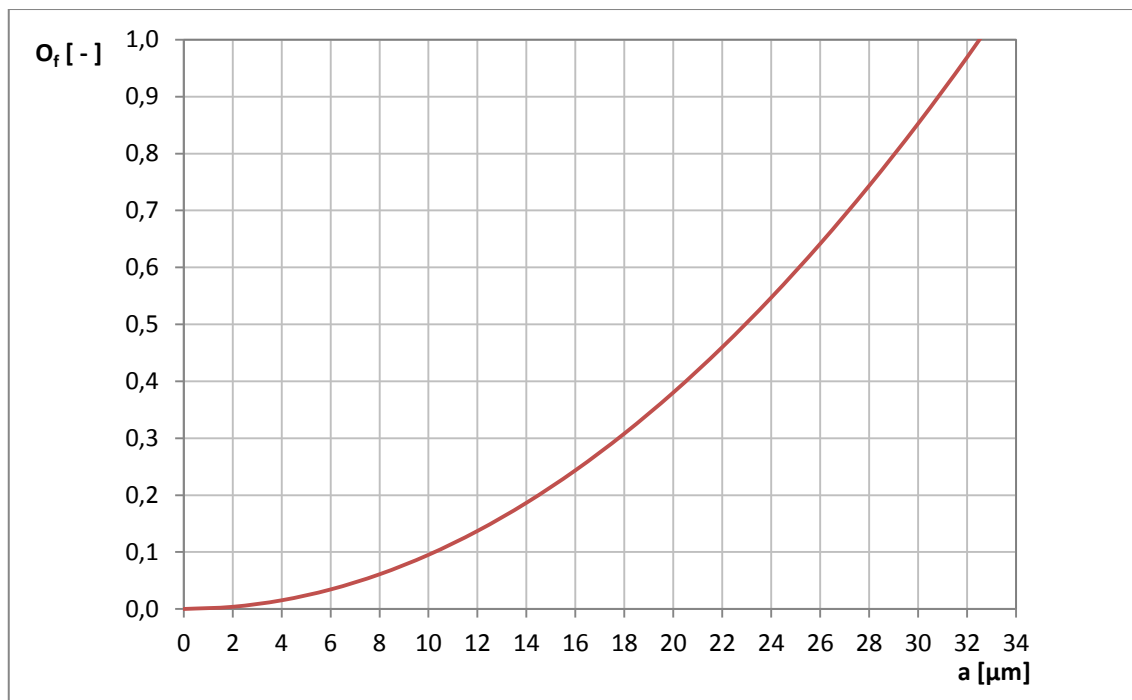
Proudění vzduchu o hustotě $1,2 \text{ kg/m}^3$ a dynamické viskozitě $18,15 \cdot 10^{-6} \text{ Pa}\cdot\text{s}$ je stacionární. Tuhé částice jsou specifikovány hustotou 1000 kg/m^3 a v simulaci se uvažují jako inertní. V obou režimech proudění byla vyhodnocena frakční odlučivost částic v rozsahu velikostí od 1 do 100 μm .

5.1 Laminární proudění

Výpočet rychlosti proudění vzduchu vychází z Reynoldsova čísla vztaženého k hydraulickému průměru potrubí $D_h = 179 \text{ mm}$. Pro $Re = 1200$ vychází rychlost $v_a = 0,1 \text{ m/s}$. Délka potrubí pro případ laminárního proudění je 1 m.

Teoretická frakční odlučivost v laminárním proudění představuje limitní případ, kdy se odhaduje nejvyšší hodnota odlučivosti dané částice [1]. Při tom se uvažuje rovnoměrný rychlostní profil v celé délce potrubí. Ve Fluentu je možné tento případ simulovat za předpokladu, že smykové napětí na stěnách je nulové (dokonale kluzká stěna) a vstupní rychlost proudění je konstantní po celém průřezu. Teoretickou odlučivost v laminárním proudění pro jednotlivé frakce (obr. 5.1) lze vypočítat ze vztahu (2.27). Pádová rychlost částice u_p i rychlost proudění vzduchu v_a jsou

konstantní, trajektorie částic jsou šikmé přímky, jejichž odklon od svislé roviny je dán poměrem velikostí rychlostí u_p a v_a .



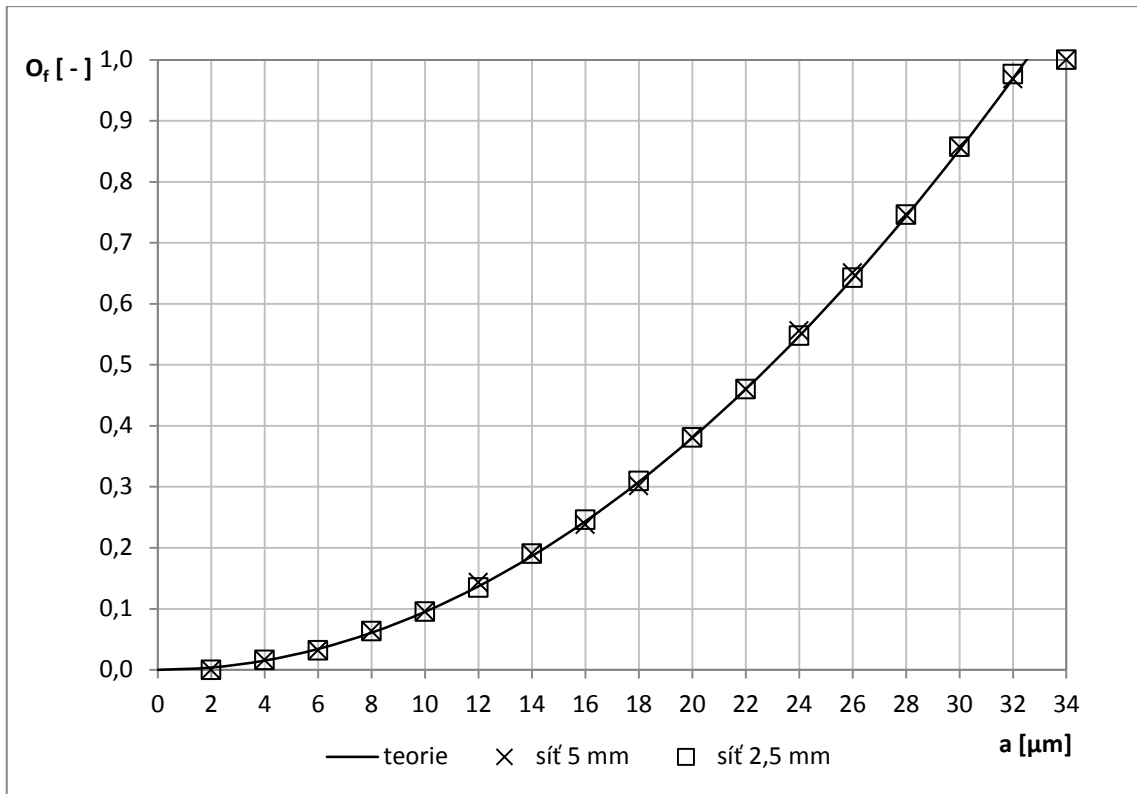
Obr. 5.1: Teoretická závislost frakční odlučivosti na velikosti částice v laminárním proudění podle vztahu (2.27)

Z teoretického výpočtu dle (2.27) vyplývá, že se v potrubí zachytí všechny částice o průměru větším než 33 μm . Frakční odlučivost byla vyhodnocena ze simulací pro částice v rozsahu od 2 do 34 μm . V případě laminárního proudění je uvažováno působení pouze tíhové síly na částice.

5.1.1 Vliv hrubosti numerické sítě

V první části úlohy byl zkoumán vliv hrubosti numerické sítě na přesnost výsledků. Pro model potrubí tak byly vytvořeny dvě numerické sítě s buňkami o délce hrany 5 mm a 2,5 mm.

Frakční odlučivost částic byla v tomto případě zjišťována pro jednotlivé velikosti částic. Výsledky simulace v obou hrubostech sítě jsou porovnány s teoreticky vypočítanými hodnotami, viz obr. 5.2.



Obr. 5.2: Závislost frakční odlučivosti na velikosti částic v laminárním proudění (simulace s numerickou sítí s buňkami o délce hrany 5 mm a 2,5 mm)

Z grafu je vidět, že hodnoty odlučivosti získané z obou simulací, se mezi sebou liší jen v některých hodnotách, řádově o jednotky procent, a zároveň odpovídají teoretické odlučivosti. Pro poměrně přesné řešení frakční odlučivosti částic v laminárním proudění s uvažováním působení pouze tíhové síly tak lze použít i hrubší numerickou síť s buňkami o délce hrany 5 mm. Z grafu je rovněž patrné, že stoprocentní odlučivosti je dosaženo u tuhých částic o průměru větším než 32 μm .

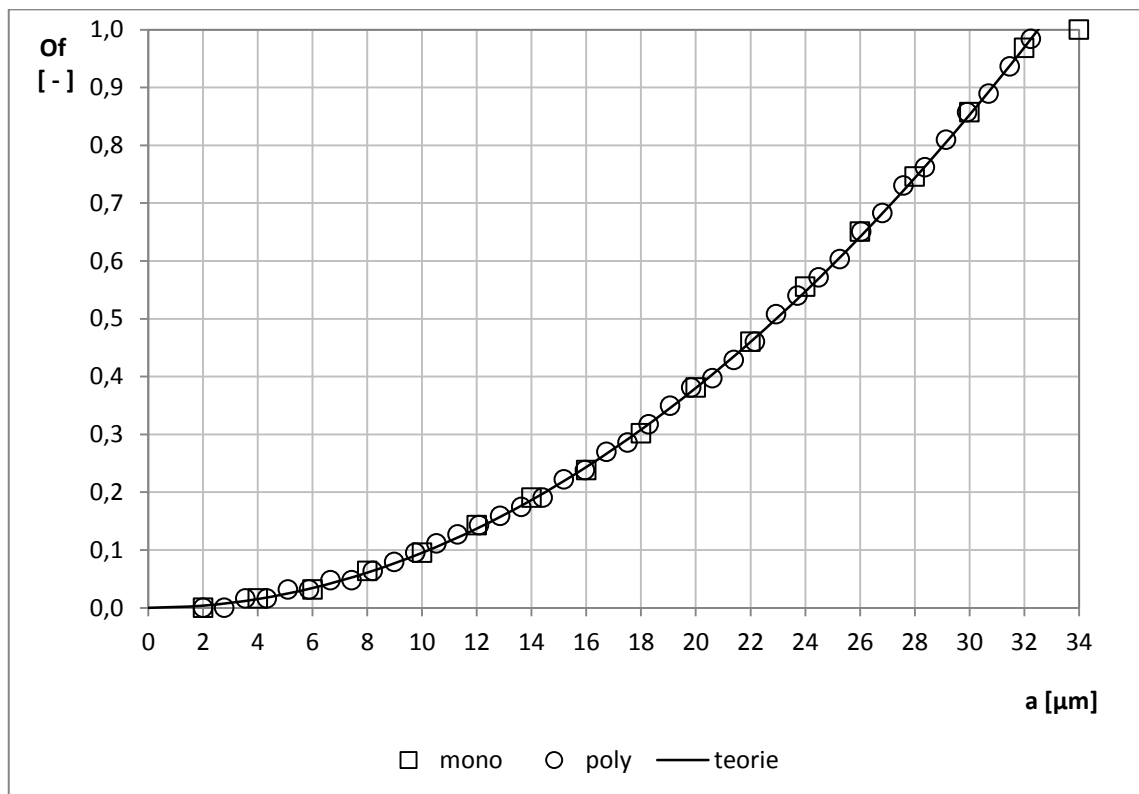
5.1.2 Polydisperzní soubor částic

Druhá část úlohy se zabývá srovnáním frakční odlučivosti z předchozí simulace s odlučivostí polydisperzního souboru, který obsahuje částice ve stejném velikostním rozsahu, tedy 2 – 34 μm . Výpočty byly provedeny s numerickou sítí s buňkami o délce hrany 5 mm.

Program uvažuje rozdělení velikostí částic dle Rosina a Rammlera. Polydisperzní soubor je v nastavení určen minimální a maximální velikostí částice v souboru, počtem frakcí, stupněm polydisperznosti a velikostí částice a_R , pro kterou platí $Z_M = 0,368$. Pro

výpočet se uvažuje soubor částic v rozsahu od 2 do 34 μm , počet frakcí 40, stupeň polydisperznosti 1 a parametr a_R je na základě ostatních zadaných hodnot vypočítán programem. V tomto případě je $a_R = 13 \mu\text{m}$.

Takto zjištěné frakční odlučivosti částic odpovídají hodnotám, které byly zjištěny v předchozí simulaci. V grafu na obr. 5.3 jsou frakční odlučivosti z obou simulací porovnány s teorií. Lze tedy pro zjištění frakční odlučivosti částic v laminárním proudění vzduchu používat obě metody, protože částice neovlivňují proudění vzduchu ani sebe navzájem.



Obr. 5.3: Závislost frakční odlučivosti na velikosti částic v laminárním proudění (simulace monodisperzního a polydisperzního souboru částic)

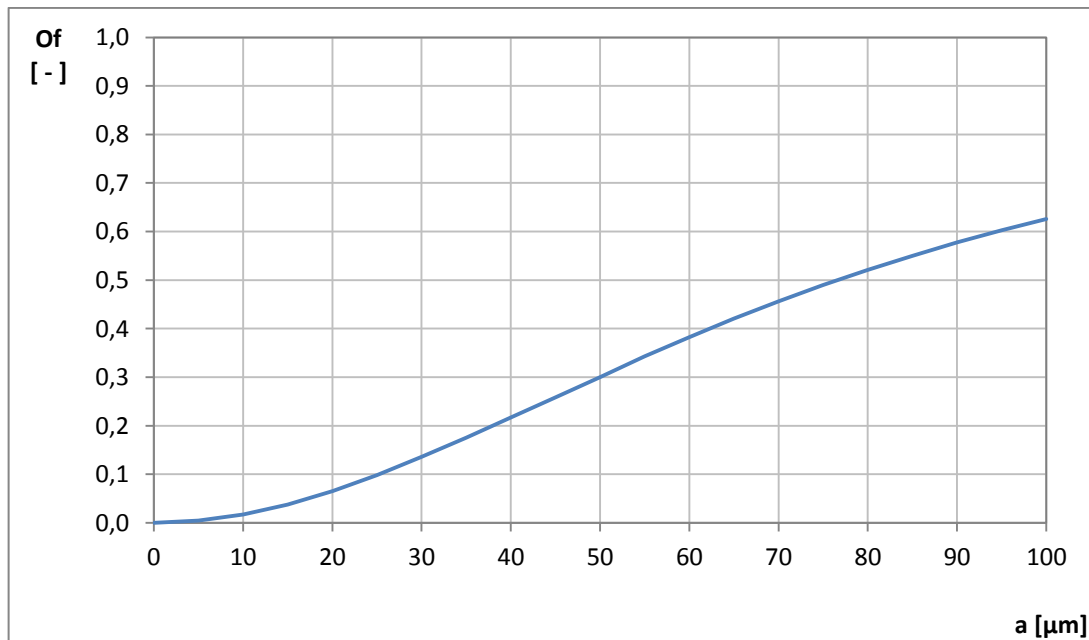
5.2 Turbulentní proudění

Teoretický výpočet odlučivosti v turbulentním proudění dle vztahu (2.31) předpokládá dokonalé rozvíření částic v odlučovacím zařízení a představuje mezní případ s minimální odlučivostí částic [1]. Dokonalé rozvíření částic ovšem není možné ve Fluentu vytvořit, předpokládaly se tak podmínky, které by mohly odpovídat skutečnosti. Potrubí pro úlohy v turbulentním proudění je dlouhé 3 m a s ohledem na

vyšší náročnost výpočtů byla zvolena numerická síť o délce hrany jedné buňky 5 mm ve směru proudění.

Pro simulaci turbulentního proudění byl použit dvouvrstvý model $k-\varepsilon$ (bez stěnových funkcí). Aby bylo možné jej pro výpočet proudění použít, má se několik řad buněk sítě u stěny nacházet v oblasti vazké podvrstvy ($y^+ < 5$). Bylo proto třeba vytvořit v blízkosti stěn jemnější numerickou síť. Toto zjemnění je určeno počtem řad buněk od všech stěn potrubí 16, růstovým kvocientem velikosti buněk 1,183 a celkovou tloušťkou vrstvy 15 mm. Kontrolou bylo zjištěno $y_1^+ \doteq 0,38$, což překračuje požadavky na přesnost simulace (má být $y_1^+ \approx 1$).

V simulaci proudění se uvažují reálné stěny potrubí a předpokládá se plně vyvinutý rychlostní profil v celé jeho délce. Z toho důvodu je nutné provést výpočet proudění vzduchu dvakrát, nejprve se zadanou konstantní rychlostí na vstupu. Ta vyplývá z Reynoldsova čísla. Pro $Re = 20\,000$ je $v_a = 1,63$ m/s. Vyvinutý rychlostní profil na výstupu, který se tímto výpočtem získá, se následně zadá do okrajové podmínky na vstupu pro druhý výpočet. Teoretickou minimální odlučivost (obr. 5.4) lze získat ze vztahu (2.31), simulace byly provedeny pro velikostní rozsah částic od 1 do 100 μm .



Obr. 5.4: Teoretická závislost frakční odlučivosti na velikosti částice v laminárním proudění podle vztahu (2.31)

5.2.1 Vliv veličin popisujících turbulenci

V rámci této dílčí úlohy se zkoumal vliv intenzity turbulence a délkového měřítka turbulence na průběh závislosti $O_f(a)$. Intenzita turbulence a délkové měřítko turbulence v potrubí se vypočítají z následujících vztahů [4]

$$I_t = 0,16 \cdot Re^{-1/8} \quad (5.1)$$

$$L_t = \frac{0,07 \cdot D_h}{0,09^{3/4}} \quad (5.2)$$

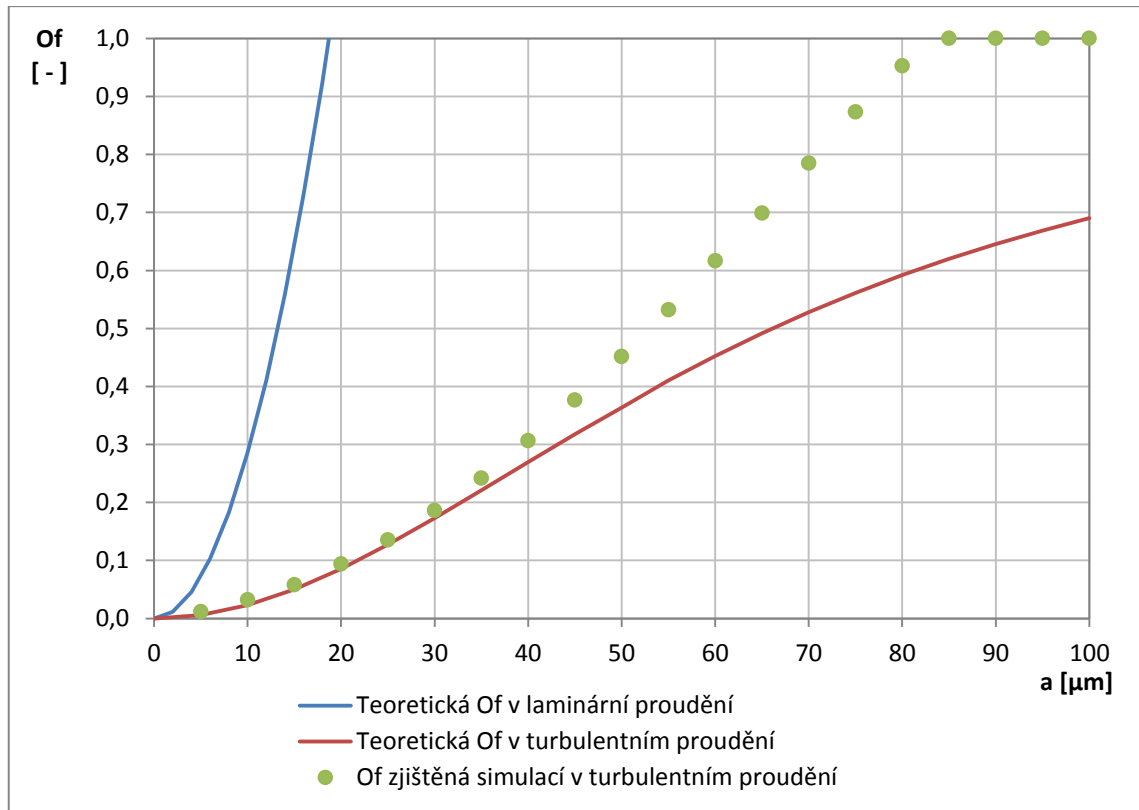
kde je hydraulický průměr $D_h = 0,179$ m. Dle těchto výpočtů vychází základní hodnoty $I_t = 4,6$ % a $L_t = 76$ mm. Další hodnoty I_t a L_t , pro které byla provedena simulace odlučování částic, jsou uvedeny v tab 5.1.

Tab. 5.1: Hodnoty intenzity turbulence a délkového měřítka pro simulace

Číslo simulace	I_t [%]	L_t [mm]
1	4,6	76
2	4,6	7,6
3	4,6	0,76
4	9,2	76

Nejprve byly zjištěny frakční odlučivosti v turbulentním proudění s hodnotami I_t a L_t , které vyšly ze vztahů (5.1) a (5.2). Porovnání této závislosti s oběma teoretickými mezními stavy je na obr. 5.5. Hodnoty frakční odlučivosti simulovaného odlučování částic vychází dle předpokladu v oblasti vymezené oběma teoretickými stavy, což může odpovídat skutečnosti.

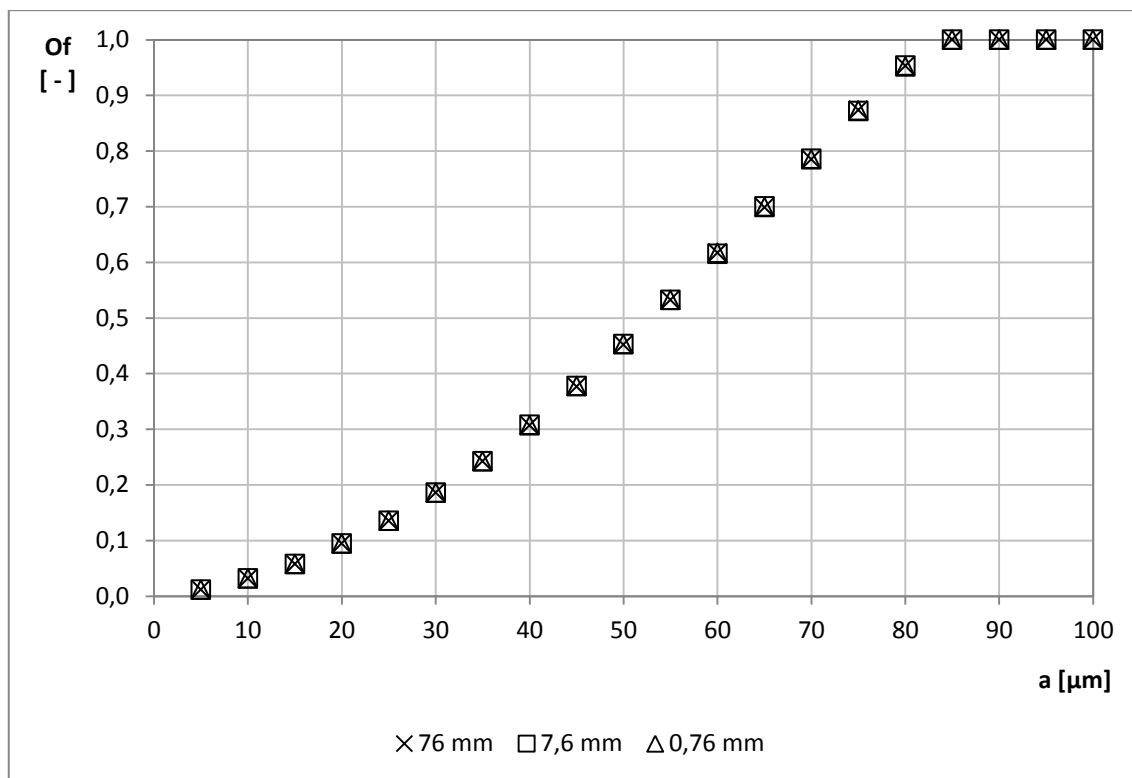
Z grafu je patrné, že frakční odlučivost částic do 25 μm přibližně odpovídá teoretické minimální odlučivosti. V oblasti částic nad 25 μm vykazuje závislost $O_f(a)$ strmější nárůst hodnot odlučivosti ve srovnání s teoretickým případem. Lze rovněž přibližně určit minimální velikost částice se stoprocentní odlučivostí, v tomto případě jde o částice o průměru 85 μm .



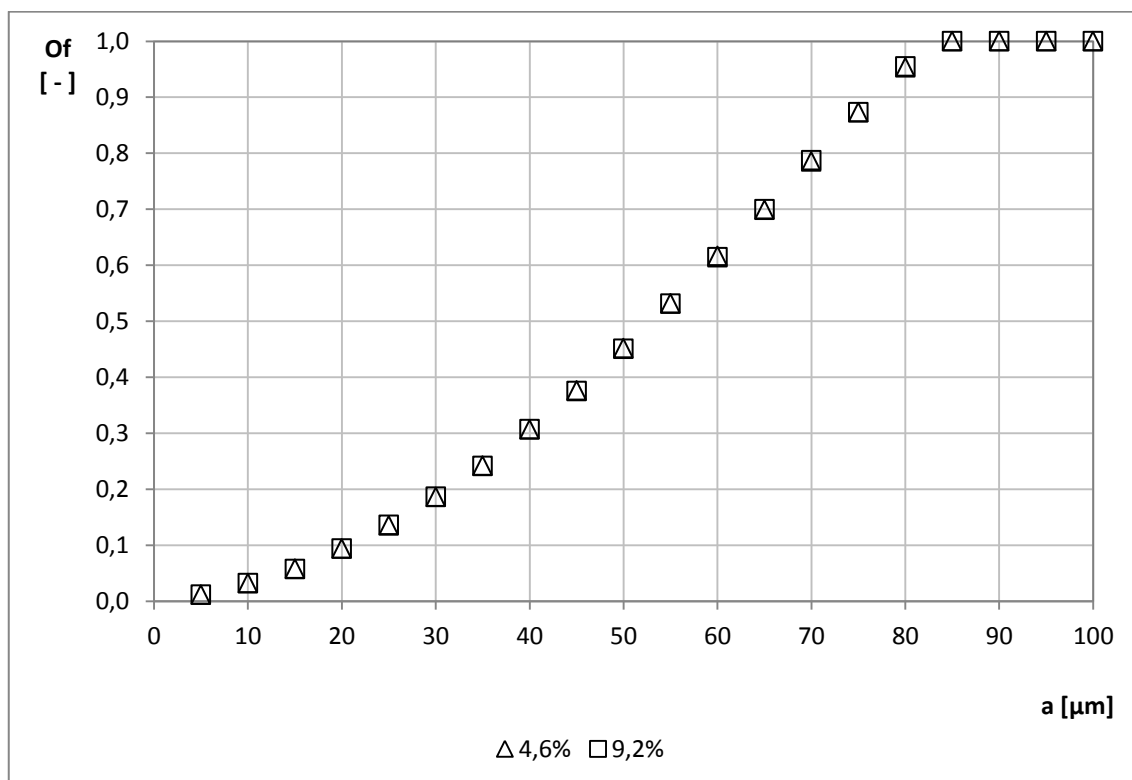
Obr. 5.5: Srovnání teoretických mezních závislostí $O_f = f(a)$ v laminárním a turbulentním proudění s hodnotami O_f ze simulace

V další fázi výpočtů byly mezi sebou porovnány tři případy proudění o stejné intenzitě turbulence na vstupu ($I_t = 4,6 \%$) a různém délkovém měřítku turbulence L_t (simulace č. 1 až 3, viz tab. 5.1). Jak je patrné z grafu na obr. 5.6, změna délkového měřítku turbulence má na frakční odlučivost zanedbatelný vliv, odchylka hodnot O_f je menší než 1%. Stejně tak se na frakční odlučivosti neprojeví ani změna vstupní intenzity turbulence na dvojnásobnou hodnotu při stejném délkovém měřítku turbulence (simulace č. 4, viz tab. 5.1), změna hodnot O_f je podobně jako v předchozím případě nepatrná (viz obr. 5.7).

Lze tedy usuzovat, že ani jedna z veličin, charakterizující turbulentní proudění ve vstupním průřezu, nemá na frakční odlučivost částic vliv. Příčinou je automodelnost proudění. Od určité vzdálenosti od vstupu se ustálí profil rychlosti, kinetické energie turbulence i rychlosti disipace kinetické energie bez ohledu na vstupní podmínky. Trajektorie částic jsou ovlivněny pouze lokální střední rychlostí proudění, jejíž profil zůstává stejný ve všech případech.



Obr. 5.6: Hodnoty frakční odlučivosti pro 3 různá délková měřítka turbulence L_t při $I_t = 4,6\%$

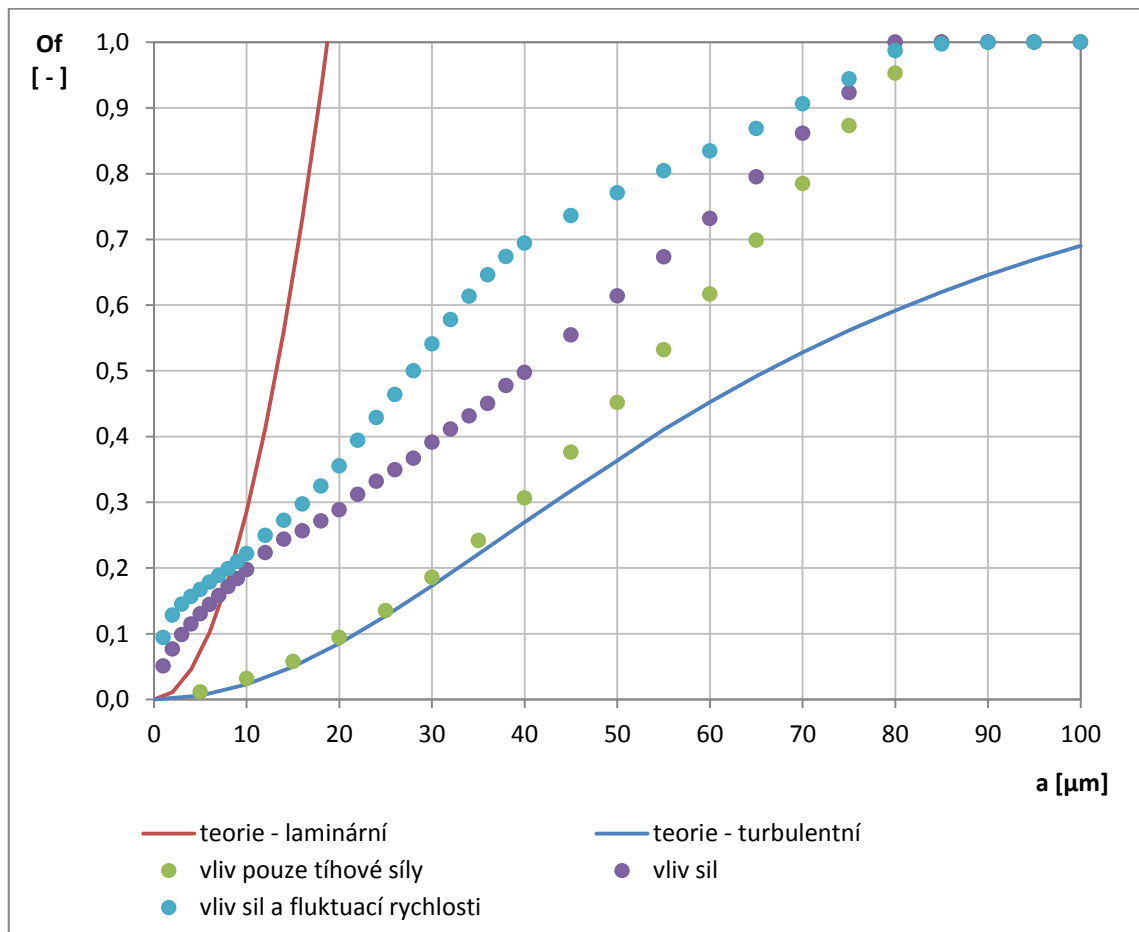


Obr. 5.7: Hodnoty frakční odlučivosti pro 2 různé intenzity turbulence I_t při $L_t = 76$ mm

5.2.2 Vliv působení sil a fluktuací rychlosti proudění

V další simulaci byl zkoumán vliv současného působení následujících sil: tíhová síla, aerodynamická odporová síla, tlaková síla a síla přiřazené hmotnosti částice (v grafech označeno jako *vliv sil*) a fluktuací rychlosti turbulentního proudění. Model i okrajové podmínky proudění jsou stejné jako v předchozí úloze, přičemž jsou uvažovány hodnoty $I_t = 4,6 \%$ a $L_t = 76 \text{ mm}$.

Byl vyhodnocen případ, kdy na částice působí pouze síly a případ, kde byl uvažován vliv fluktuací rychlosti společně se silami. Porovnání frakčních odlučivostí s uvedenými vlivy s teoretickou minimální odlučivostí a s hodnotami O_f , kde na částice působí jen tíhová síla, je na obr. 5.8.

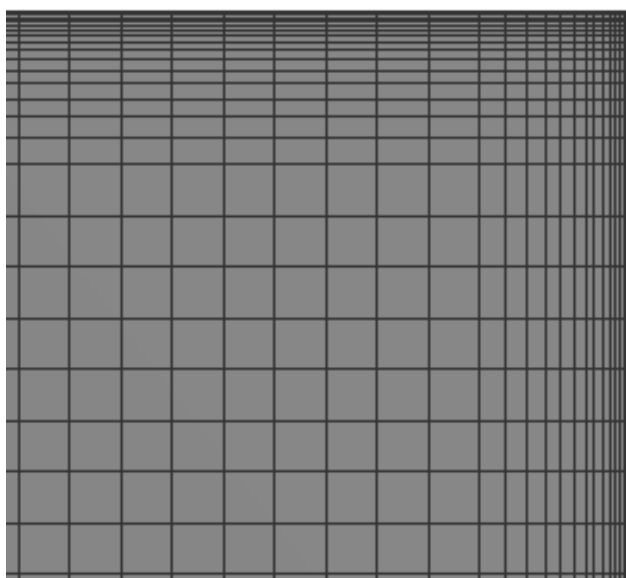


Obr. 5.8 Srovnání frakčních odlučivostí s působením tíhové síly, s působením sil, s působením sil a fluktuací rychlosti s teoretickou minimální odlučivostí

Závislost $O_f(a)$ má v obou zkoumaných případech abnormální průběh. Křivky nemají očekávaný průběh tvaru „S“ a v oblasti částic do 10 μm jsou konkávní. Z grafu je patrné, že vliv sil zvyšuje odlučivost částic oproti případu s pouze tíhovou silou. Nejvýrazněji se tyto vlivy projevují u částic do 10 μm , jejichž odlučivost byla v případě působení pouze tíhové síly několikrát menší.

V případě zahrnutí vlivu fluktuací rychlosti se odlučivost dále zvýšila, což je nejvíce patrné u částic o velikosti 40 μm . Nejméně je toto zvýšení oproti případu s vlivem sil patrné v oblasti částic do 10 μm .

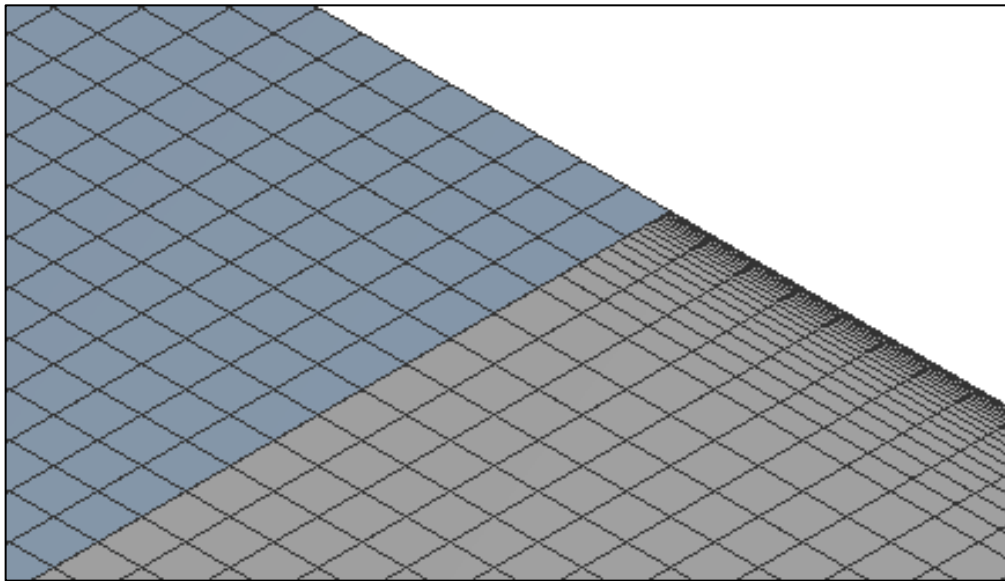
Síť na vstupním průřezu je navíc nerovnoměrná (viz obr. 5.9), což způsobuje vstup většího počtu trajektorií do potrubí v blízkosti stěn oproti jádru proudění. To patrně způsobuje ukončení většího počtu trajektorií částic okrajovou podmínkou záchytu, a proto se odlučivost částic oproti případu s vlivem sil dále zvýšila. V rámci další úlohy byl proto řešen způsob, jak dosáhnout rovnoměrného rozložení trajektorií na vstupu do potrubí.



Obr. 5.9: Detail nepravidelné numerické sítě v rohu vstupního průřezu potrubí

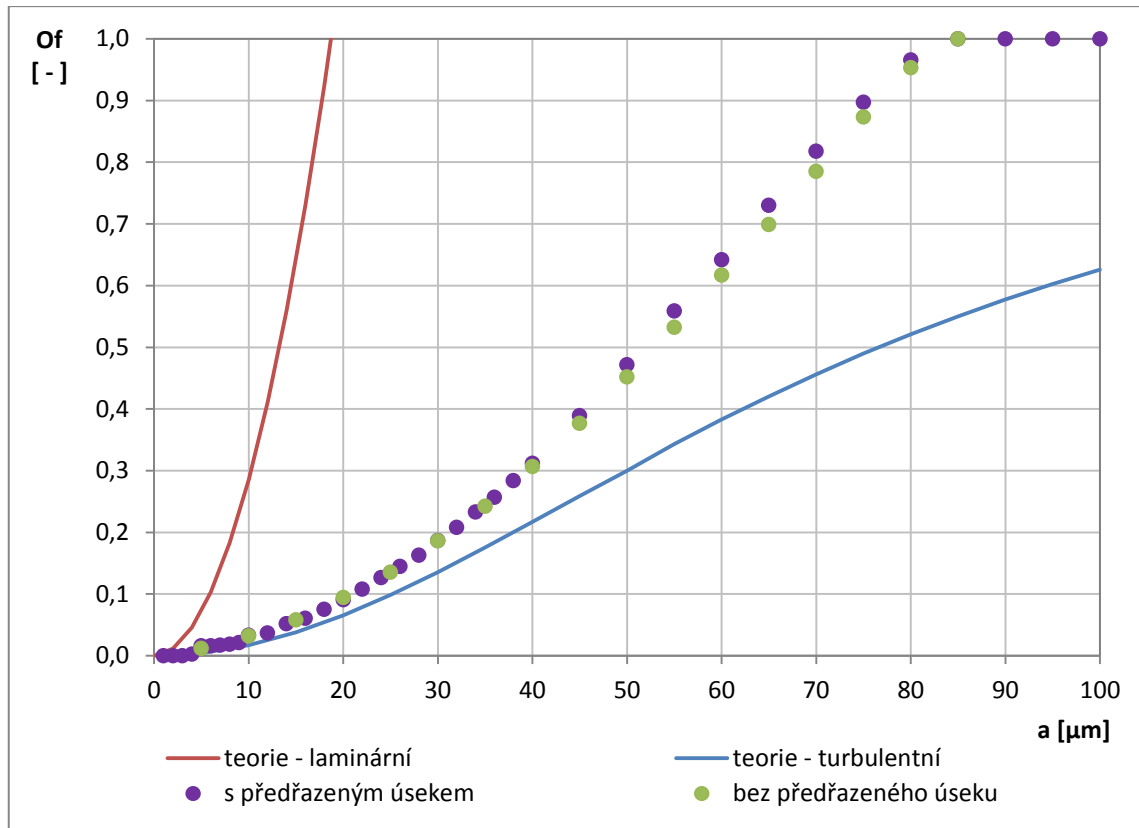
5.2.3 Simulace v potrubí s předřazeným úsekem

K dosažení rovnoměrného rozložení trajektorií částic na vstupu do potrubí byl před model potrubí přidán 0,2 m dlouhý předřazený úsek, který byl zasítován bez zjemnění buněk u stěn. Vznikla tak nekonformní numerická síť, jejíž rozhraní je na obr. 5.10. Tato hranice je v okrajových podmínkách definována jako propustná pro proudění i částice (*interface* ve Fluentu). Na vstupním průřezu a všech stěnách v předřazeném úseku je pro částice určena okrajová podmínka odrazu.



Obr. 5.10: Detail nekonformní numerické sítě (modrá část – předřazený úsek, šedá část – potrubí)

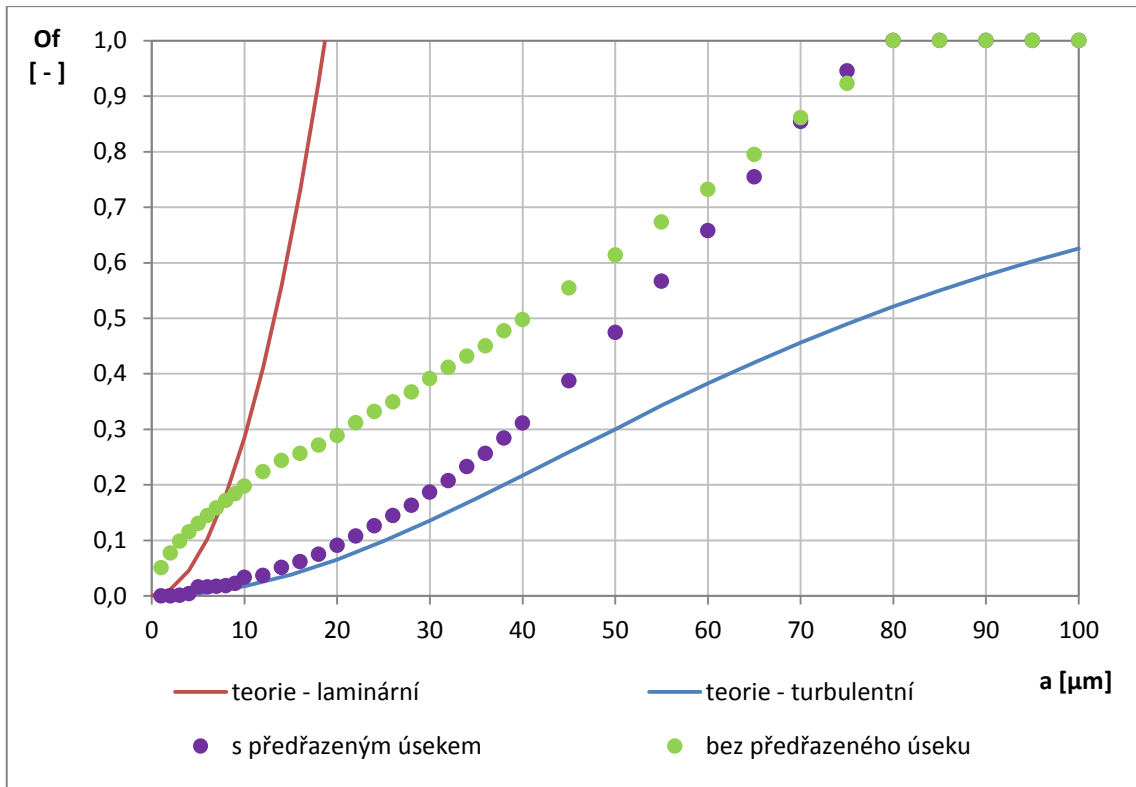
Konstantní vstupní rychlost pro výpočet rychlostního profilu proudění zůstala stejná. Metoda řešení proudění u stěny, ve Fluentu nazvaná „*enhanced wall treatment*“, dovoluje výpočet na hrubé i jemné síti a podle situace využívá buď stěnové funkce (hrubá síť), anebo dvouvrstvý model turbulence (jemná síť). Tento univerzální přístup lze použít na nekonformní síť, proudění vzduchu není předřazeným úsekem ovlivněno. Nejprve byl simulován případ, kdy na částice působí pouze tíhová síla. Získaná frakční odlučivost částic byla porovnána s teoretickou minimální odlučivostí a frakční odlučivostí v potrubí bez předřazeného úseku.



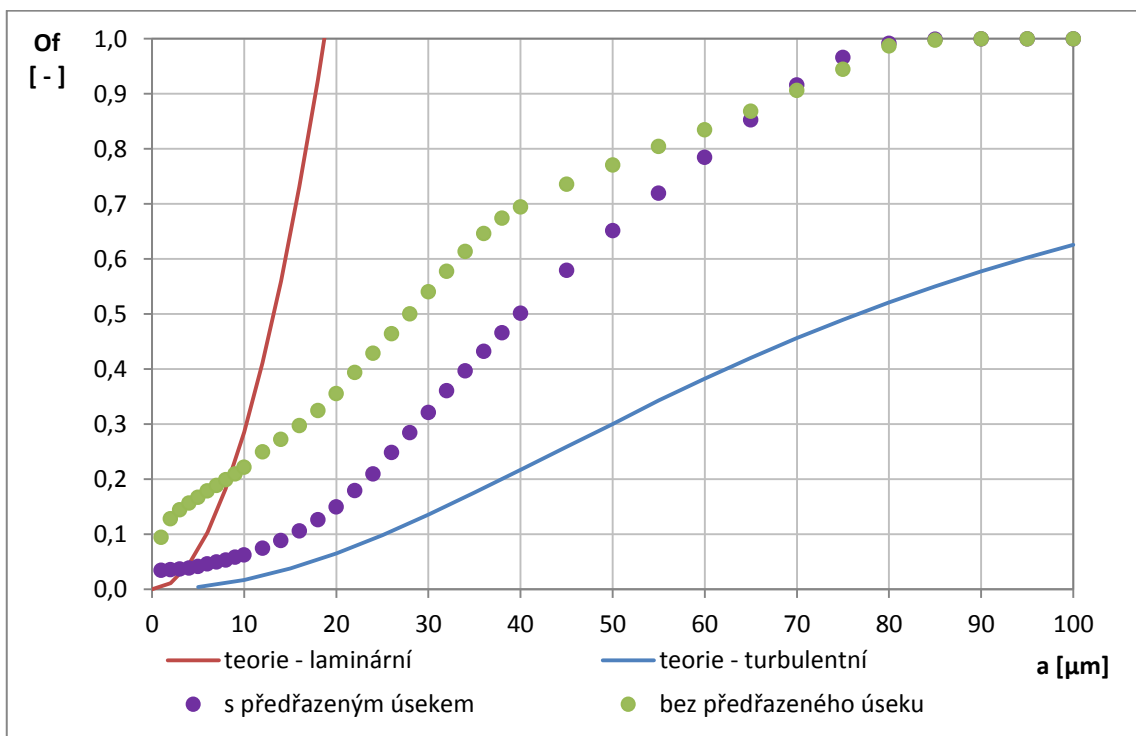
Obr. 5.11: Srovnání frakčních odlučivostí získaných simulací s vlivem tíhové síly pro trubku s předřazeným úsekem a bez něj

Z grafu na obr. 5.11 je patrné, že v modelu s předřazeným úsekem potrubí jsou hodnoty O_f v oblasti velikostí 40 – 80 μm vyšší než v potrubí bez předřazeného úseku, rozdíl ovšem není výrazný, jde řádově o jednotky procent. Pro částice mimo tento velikostní rozsah se frakční odlučivost téměř nemění. Uvažuje-li se pouze působení tíhové síly na částice, ovlivňuje jejich rovnoměrné vpouštění do potrubí frakční odlučivost jen v určitém velikostním rozsahu částic.

Srovnají-li se výsledky simulací se zahrnutím vlivu sil a fluktuací rychlosti proudění v modelu s předřazeným úsekem a bez něj, pak se hodnoty frakční odlučivosti značně liší (viz obr. 5.12 a 5.13). Uvažuje-li se vliv sil, pak se frakční odlučivost při rovnoměrném rozložení trajektorií částic na vstupním průřezu více přibližuje očekávanému průběhu závislosti $O_f(a)$. Zahrne-li se navíc vliv fluktuací rychlosti, křivka odlučivosti v potrubí s předřazeným úsekem se rovněž více blíží očekávanému průběhu. Obecně lze říci, že předřazený úsek s rovnoměrným rozložením trajektorií částic řeší abnormální průběh závislosti $O_f(a)$, který vyplývá z nerovnoměrnosti sítě na vstupu.



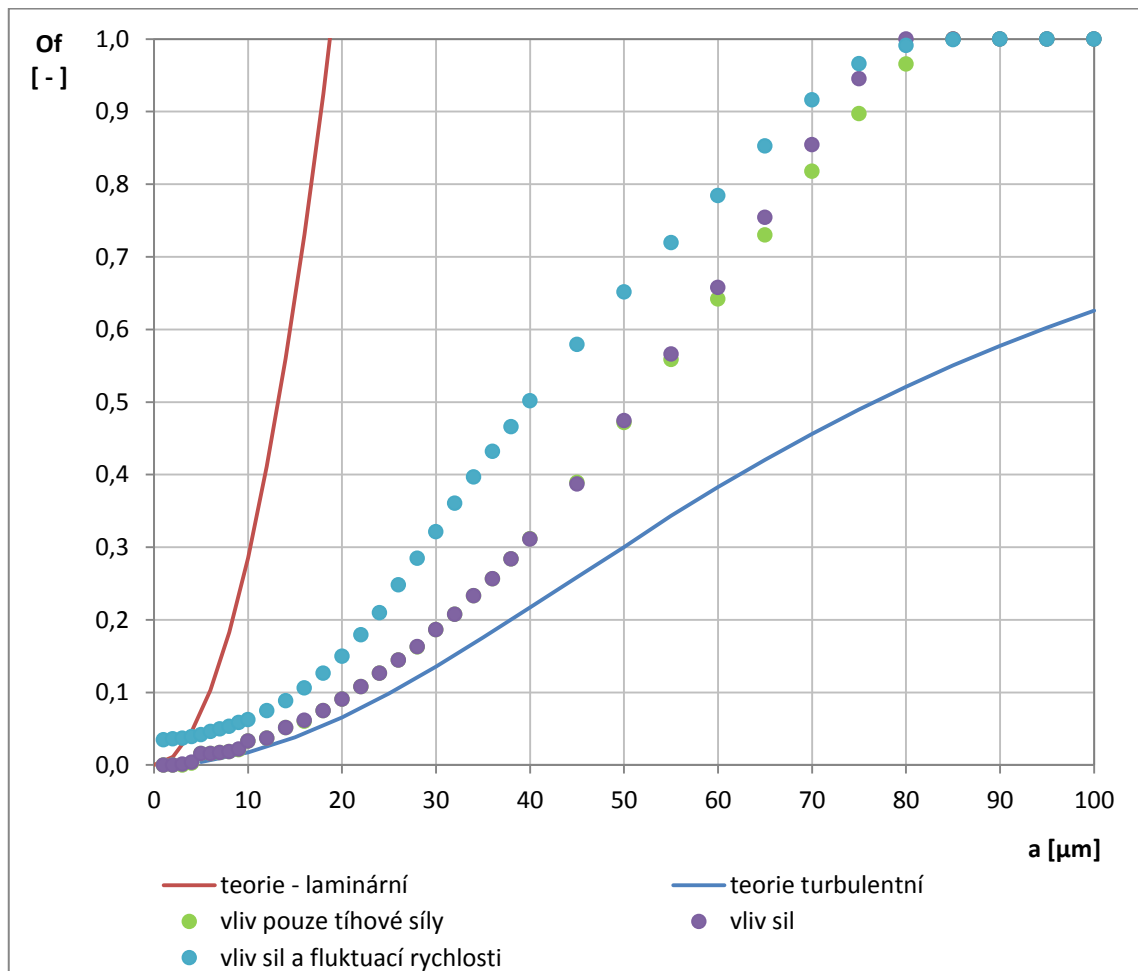
Obr. 5.12: Srovnání frakčních odlučivostí v modelu s vlivem sil s předřazeným úsekem a bez něj



Obr. 5.13: Srovnání frakčních odlučivostí v modelu s vlivem sil a fluktuací rychlosti turbulentního proudění s předřazeným úsekem a bez něj

V závěru úlohy byly mezi sebou porovnány průběhy $O_f(a)$ s vlivem pouze tíhové síly, s vlivem sil a se současným vlivem sil i fluktuací rychlosti při rovnoměrném rozložení trajektorií částic ve vstupním průřezu (viz obr. 5.14).

Zahrne-li se do výpočtu působení dalších sil, pak se jejich vliv projeví zejména u větších částic ($a \geq 55 \mu\text{m}$) mírným zvýšením frakční odlučivosti oproti případu, kdy na částice působí pouze tíhová síla. Účinky vlivu fluktuací rychlosti se obecně projeví zvýšením odlučivosti, což může být způsobeno vychýlením částic ze střední trajektorie pohybu směrem k odlučovací ploše.



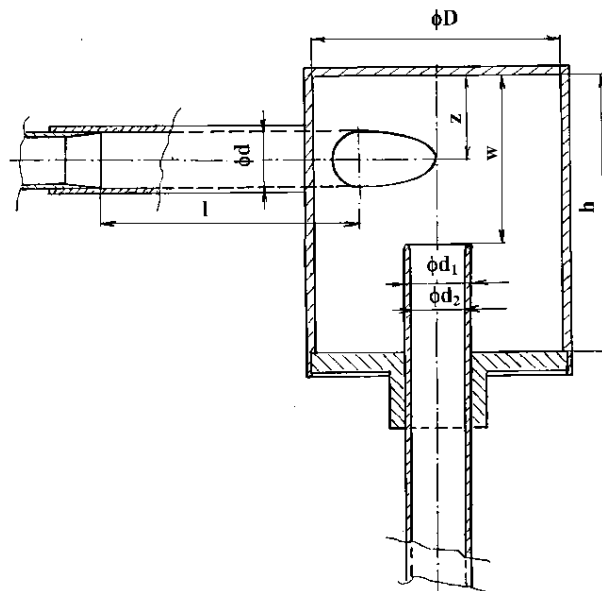
Obr. 5.14: Srovnání frakčních odlučivostí v modelu s předřazeným úsekem potrubí při působení pouze tíhové síly, působení sil a působení sil a fluktuací rychlosti proudění

Z výsledků vyplývá, že při simulaci gravitačního způsobu odlučování částic je vhodné uvažovat působení výše uvedených sil i vliv fluktuací rychlosti turbulentního proudění. Předřazený úsek, ve kterém jsou vstupní trajektorie částic rovnoměrně rozmístěny po celém průřezu, vrací křivku $O_f(a)$ do očekávaného průběhu.

6. SIMULACE ODLUČOVÁNÍ ČÁSTIC VE VÍROVÉM ČLÁNKU

Cílem bylo nasimulovat skutečný odlučovač tuhých částic, kterým se zabývá práce [5]. Testovaný vírový článek pracuje na základě odstředivého principu odlučování a při objemovém průtoku $2,3 \text{ m}^3/\text{h}$ třídí podle požadavků frakce částic PM_{10} .

V práci [5] byly u cyklónu s různým nastavením vysunutí výstupní trubky (kóta „w“ na obr. 6.1) v rozsahu 20 až 50 mm experimentálně stanoveny korigované závislosti frakční odlučivosti na aerodynamické velikosti částice $O_f'(a_1)$ pro dva zkušební prachy. Ty jsou interně označené jako B2 a E4 a liší se hodnotou hmotnostního mediánu aerodynamické velikosti částic $a_{1,med,M}$.

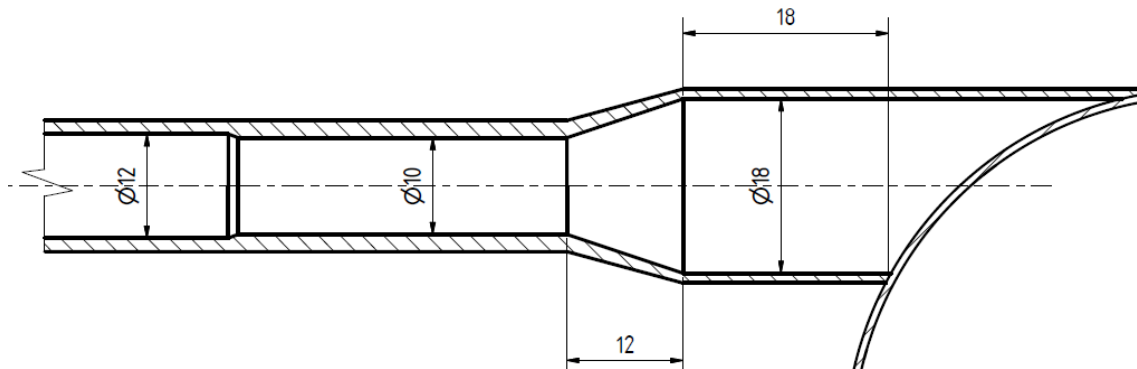


Obr. 6.1: Charakteristické rozměry vírového článku [15]

V simulaci byla tato závislost zjišťována pro vysunutí výstupní trubky 50 mm. Nejprve byl zkoumán vliv fluktuací rychlostí proudění a vliv rovnoměrnosti rozložení trajektorií částic ve vstupním průřezu na odlučivost částic v samotném modelu třídíče. V závěru práce byla provedena simulace vírového článku včetně připojení odběrové sondy s účelem přiblížit se co nejvíce podmínkám experimentu.

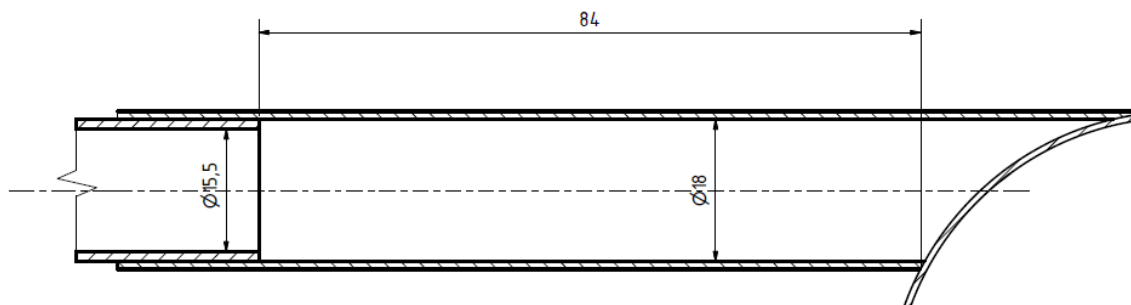
6.1 Konstrukce vírového článku

Vývoj konstrukce vírového článku na Ústavu techniky prostředí Fakulty strojní ČVUT v Praze postupně dospěl k třídíči o rozměrech $D = 73$ mm a $d = 18$ mm, podle nichž je označen jako D73/φ18. Odlučovač byl původně spojen s odběrovou sondou kónickým přechodem a krátkou vstupní trubicí, přičemž poměr její délky a vnitřního průměru je $l/d = 18/18 = 1$ (viz obr. 6.2).

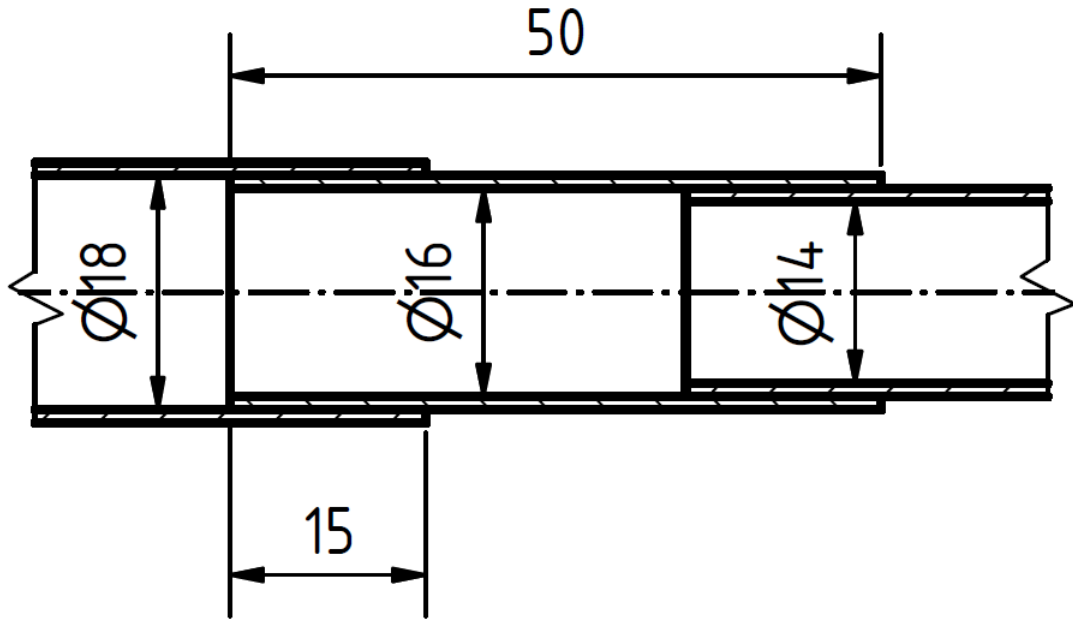


Obr. 6.2: Vstup do vírového článku s kónickým přechodem [5]

Výsledky měření ukázaly, že celková odlučivost článku je u takového typu spojení vyšší oproti očekávaným hodnotám [5]. V krátkém úseku pravděpodobně nedošlo k ustálení proudění, což mohlo způsobit zvýšení tečné složky rychlosti proudění v_t , která ovlivňuje velikost odstředivé síly a konečné odlučovací rychlosti částice v blízkosti stěn u_p . Měřením bylo rovněž zjištěno, že třídíč dosahuje očekávaných hodnot celkové odlučivosti částic při poměru délky vstupní trubice a jejího průměru $l/d = 84/18 = 4,67$ (viz obr. 6.3), kdy je rychlostní pole proudění dostatečně ustálené. Spojení odběrové sondy o vnitřním průměru 10 mm s vírovým článkem bylo provedeno přechodovým kusem, jehož vnitřní průměr se postupně snižoval z 18 na 10 mm (schematicky naznačeno na obr 6.4).



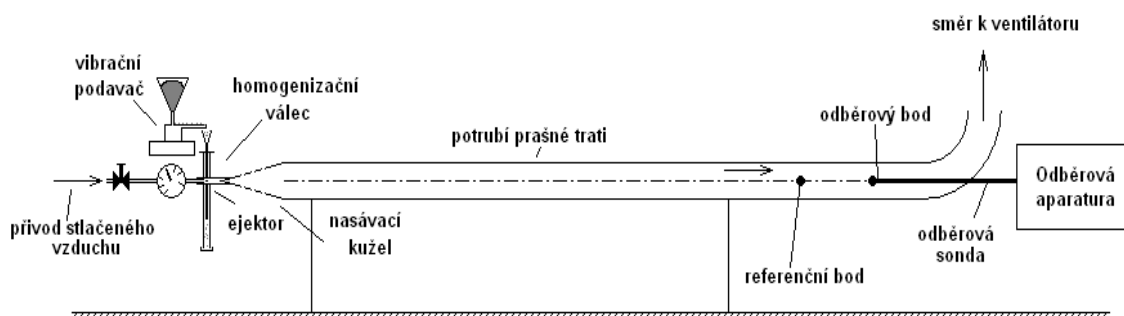
Obr. 6.3: Vstup do vírového článku s dlouhou vstupní trubicí [5]



Obr. 6.4: Část přechodového kusu

6.2 Metodika měření

Měření odlučovacích schopností vírového článku bylo založeno na izokinetickém odběru vzorku aerodisperzní směsi o požadovaném objemovém průtoku odlučovačem ($2,3 \text{ m}^3/\text{h}$). Měření vírového článku D73/ ϕ 18 bylo provedeno na zkušební prašné trati o vnitřním průměru 97 mm a délce 4 m, která je umístěna v laboratoři ÚTP Fakulty strojní ČVUT v Praze. Schéma tratě je na obr. 6.5.



Obr. 6.5: Schéma prašné zkušební tratě [15]

Zkušební prach (elektrárenský popílek) byl do prašné trati podáván vibračním korýtkovým podavačem Fritsch, odkud dále postupoval přes homogenizační válec do difuzoru ejektoru, který byl napojen na vstupní kuželový směšovací kus. Zde byl prach

směšován se stlačeným vzduchem o přetlaku přibližně 0,4 MPa. Na vodorovný úsek zkušební trati byl napojen oblouk 90°, za který byla zařazena 1,5 m dlouhá vertikální část, napojená přes další oblouk na hadicový filtr. Odtud byl vzduch odváděn kruhovým potrubím napojeným na radiální vysokotlaký ventilátor vybavený frekvenčním měničem otáček [15].

Vzorek aerodisperzní směsi s koncentrací prachu v rozmezí 1 až 2 g/m³ byl odebírán pomocí odběrové sondy o vnitřním průměru 10 mm a délce 400 mm, která byla umístěna v ose kanálu v takové vzdálenosti před obloukem, kde ještě nebylo narušeno koncentrační a rychlostní pole [15]. Koncentrace prachu byla oproti reálným případům (řádově 10⁻³ až 10⁻⁴ g/m³) vysoká z důvodu získání dostatečného množství vzorku prachu v optimálním čase (přibližně 20 minut).

Rychlost proudění byla během odběru měřena Prandtlovou sondou v referenčním bodě, který byl umístěn v ose trati přibližně 1 m před ústím odběrové sondy. Hustota vzduchu se v obou místech předpokládala stejná. Aby byla zajištěna izokinetičnost odběru vzorků, musí pro rychlost proudění v referenčním bodě v_R a v místě odběru v_O platit

$$\frac{v_O}{v_R} \approx 1 \quad (6.3)$$

6.3 Stanovení frakční odlučivosti částic

Závislost frakční odlučivosti na velikosti částice $O_f(a)$ je stanovena metodou záchyt-výstup, u které je požadována znalost celkové odlučivosti O_c a křivek zbytků vzorku prachu v záchytu $Z_z(a)$ a na výstupu $Z_v(a)$. Celková odlučivost je dána vztahem (2.22), pro frakční hmotnostní toky částic v intervalu velikostí $(a; a + da)$ platí bilanční vztah (2.23) a frakční odlučivost tohoto intervalu lze zjistit ze vztahu (2.24). Tyto vztahy ovšem vychází ze znalosti hmotnostních zbytků částic na záchytu a na přívodu.

V intervalu částic $(a; a + da)$ je možné vyjádřit frakční propad P_f jako poměr hmotnostních frakčních toků na výstupu a na přívodu:

$$P_f = 1 - O_f = \frac{\dot{M}_v \cdot dZ_v}{\dot{M}_p \cdot dZ_p} = (1 - O_c) \frac{dZ_v}{dZ_p} \quad (6.4)$$

Po vyjádření dZ_p z rovnic (2.24) a (6.4) lze získat bilanční vztah mezi záchytem a výstupem

$$\frac{O_f}{1 - O_f} dZ_v = \frac{O_c}{1 - O_c} dZ_z \quad (6.5)$$

jehož úpravou dospějeme k vztahu pro frakční odlučivost ve tvaru

$$O_f = \frac{\frac{O_c}{1 - O_c} dZ_z}{dZ_v + \frac{O_c}{1 - O_c} dZ_z} = \frac{\frac{O_c}{1 - O_c} \Delta Z_z}{\Delta Z_v + \frac{O_c}{1 - O_c} \Delta Z_z} \quad (6.6)$$

kde hodnoty diferencí u příslušných křivek ΔZ_z a ΔZ_v odpovídají rozmezí velikosti částic Δa [15].

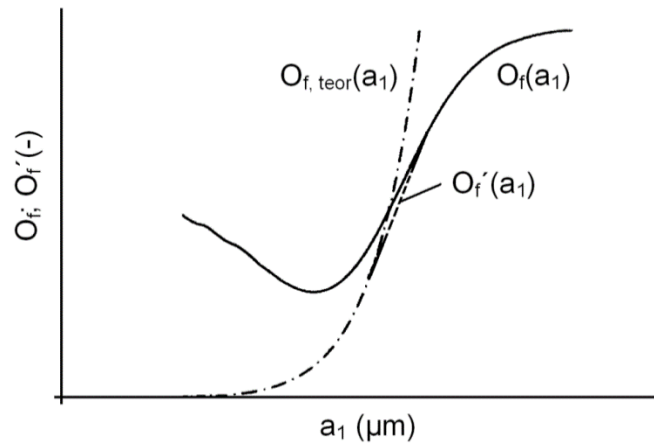
Analýza velikosti částic byla provedena v laserovém analyzátoru Fritsch Analysette 22, který třídí částice do 62 velikostních intervalů v rozmezí velikosti částic od 0,3 do 300 μm . Zjištěné rozdělení částic dle počtu je přepočítáno na požadované rozdělení dle hmotností [15]. Závislost frakční odlučivosti je pro částice PM_{10} vztahena na jejich aerodynamický průměr, který lze získat přepočtem

$$a_1 = a \sqrt{\frac{\rho_\xi}{1000}} \quad (6.7)$$

kde ρ_ξ označuje hustotu použitého prachu, pro který je $\rho_\xi = 2260 \text{ kg/m}^3$ [4].

6.4 Korekce zjištěné závislosti $O_f(a_1)$

Křivka závislosti frakční odlučivosti na aerodynamické velikosti částice vychází po analytickém vyhodnocení vzorků dle průběhu $O_f(a_1)$ na obr. 6.6 (plná čára), který je ovšem zatížen systematickou chybou v oblasti jemných částic. Pro odstředivý odlučovací princip totiž teoreticky platí, že frakční odlučivost částic se v této oblasti blíží nule. K odchylce od teoretického průběhu dochází vlivem nedokonalého rozbíjení shluků prachových částic v průběhu měření. Naopak během přípravy vzorků částic pro analýzu se shluky prachu pomocí ultrazvuku rozbijí dokonale [15].



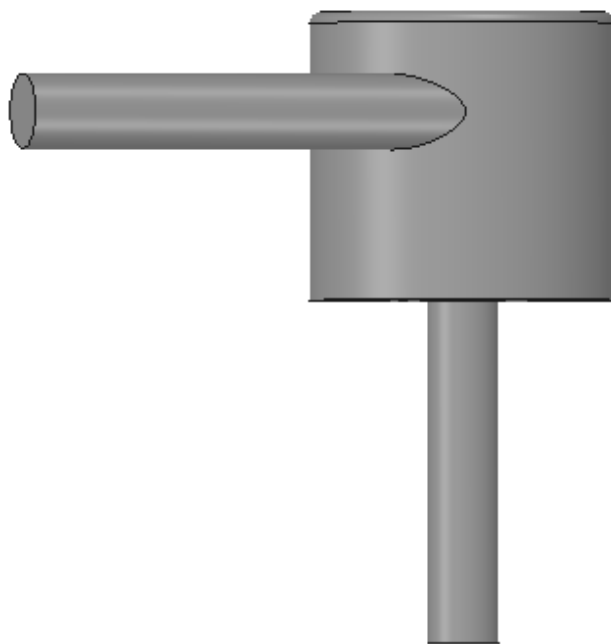
Obr. 6.6: Korekce křivky závislosti frakční odlučivosti [15]

Křivku je nutné korigovat, aby odpovídala skutečnému průběhu. Korekce vychází z předpokladu, že je průběh křivky v oblasti jemných částic nereálný a zatížený výše zmíněnou systematickou chybou. Křivka je v této oblasti korigována v souladu s teoretickou závislostí $O_{f, teor}(a_1)$, jejíž tvar je parabolický a vychází z nulové hodnoty frakční odlučivosti (čerchovaná čára na obr. 6.6). V oblasti středních hodnot O_f dochází k plynulé návaznosti korigované křivky $O'_f(a_1)$ na závislost zjištěnou měření. Touto tzv. těsnou korekcí lze získat korigovanou závislost $O'_f(a_1)$ v předpokládaném tvaru „S-křivky“ [15].

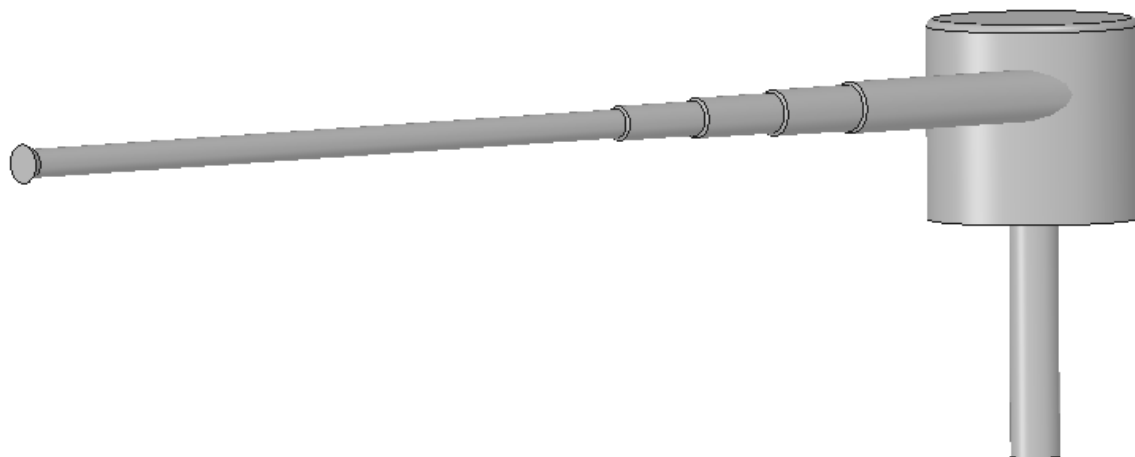
6.5 Simulace vírového článku

Simulace vírového článku D73/φ18 byla provedena s nastavením vysunutí výstupní trubky $w = 50$ mm. V první fázi simulací byl řešen samotný vírový článek bez napojení na odběrovou sondu (viz obr. 6.7), přičemž byly zkoumány tyto vlivy na odlučovost částic: účinek sil (tlaková, tíhová, aerodynamická odporová a síla přiřazené hmotnosti částice), vliv fluktuací rychlosti proudění a rovnoměrnost rozložení trajektorií částic na vstupním průřezu. Součinitel odporu byl pro všechny částice počítán dle Stokesova zákona, u částic menších než $18 \mu\text{m}$ byla zahrnuta Cunninghamova korekce.

Následně byla provedena simulace vírového článku včetně jeho připojení k odběrové sondě (viz obr. 6.8) za účelem se co nejvíce přiblížit podmínkám experimentu. Model spojovacího kusu a odběrové sondy byl vytvořen včetně vnitřních zkosení vstupu sondy a u všech rozšíření vnitřního průměru podle skutečných rozměrů. Závislosti $O_f(a_1)$ získané simulací byly srovnány s výsledky měření [5].



Obr. 6.7: Model vírového článku bez připojení k odběrové sondě



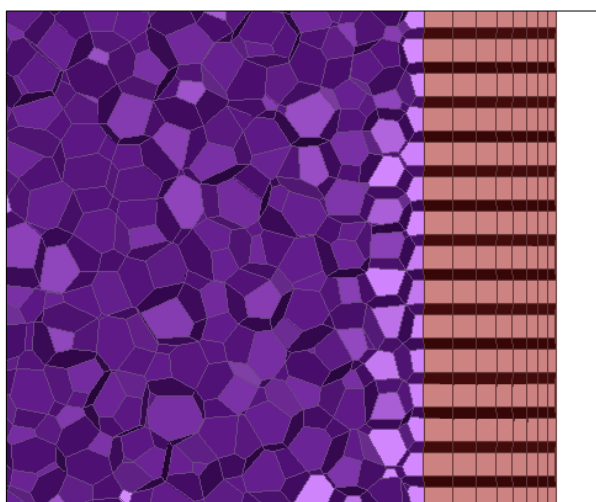
Obr. 6.8: Model vírového článku včetně připojení k odběrové sondě

Objemový průtok odlučovačem se uvažuje stejně jako v experimentu $2,3 \text{ m}^3/\text{h}$ a proudění je stacionární. Vzduch má hustotu $1,185 \text{ kg}/\text{m}^3$ a dynamickou viskozitu $1,803 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}\cdot\text{s}$. Velikostní rozsah částic o hustotě $2200 \text{ kg}/\text{m}^3$ je 1 až $40 \text{ }\mu\text{m}$ a jejich vzájemná interakce je v simulaci zanedbána, stejně jako vliv částic na proudění vzduchu. Z toho důvodu byl použit stacionární diskretní model s jednostranným působením fází.

6.5.1 Model vírového článku bez připojení k sondě

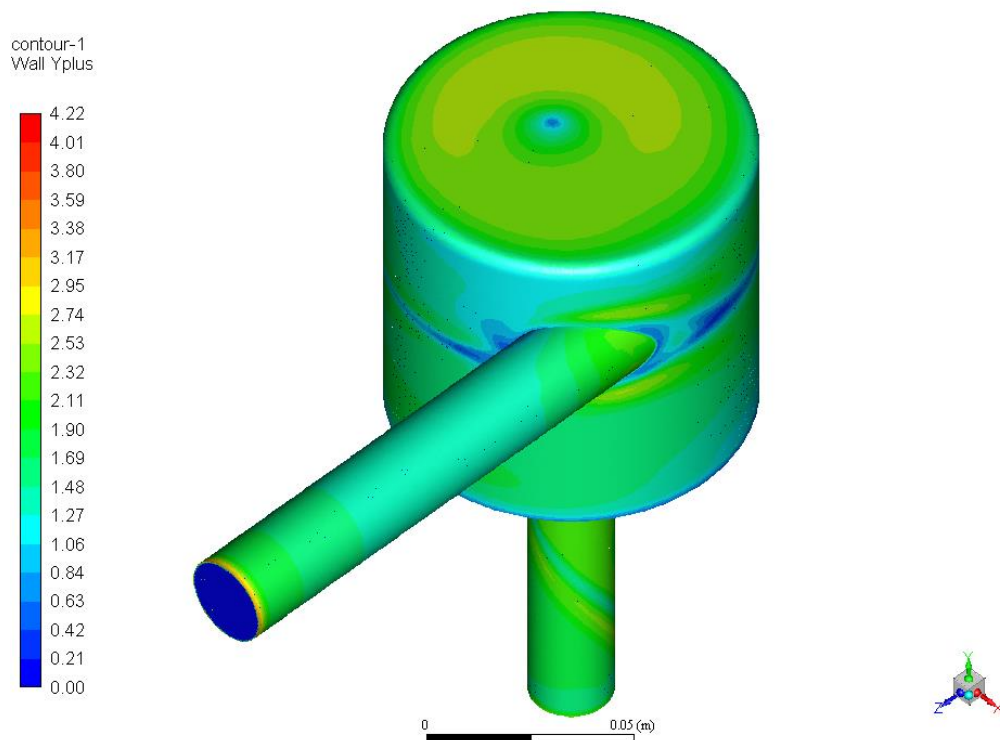
Pro vnitřní průřez vstupní trubky 18 mm a objemový průtok 2,3 m³/h je $Re = 2968$. To odpovídá kritické oblasti režimu proudění, v simulaci se ovšem předpokládá turbulentní režim. Pro výpočet proudění byl použit model turbulence k- ϵ podle Laundera a Spaldinga [10] (ve Fluentu jako „standard“). Okrajové podmínky proudění na vstupním průřezu jsou $v_a = 2,51$ m/s, $I_t = 5$ % a $L_t = 7,7$ mm.

Pro model vírového článku byla vygenerována polyedrální numerická síť, kterou tvoří buňky tvaru mnohostěnů o maximální délce hrany 1 mm. Vzhledem k tomu, že se u vstupu do výstupní trubice předpokládá obtékání její hrany vzduchem, byla síť v tomto místě zjemněna (maximální délka hrany je 0,25 mm). V blízkosti stěn se nachází prizmatická vrstva buněk, která je dána výškou první buňky 0,2 mm, počtem řad 8 a růstovým kvocientem 1,2 (viz obr. 6.9). Počet buněk sítě je 556 853.

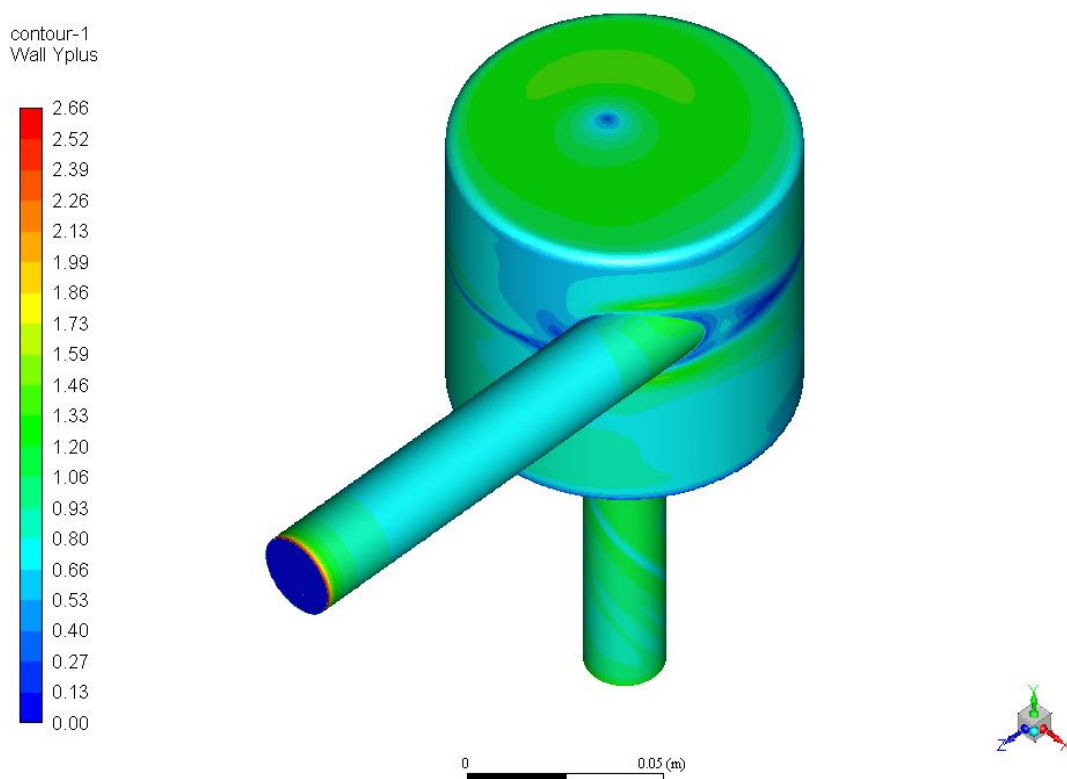


Obr. 6.9: Detail numerické sítě vírového článku (vpravo – oblast u stěny)

Pro tuto síť byla ovšem zjištěna průměrná hodnota bezrozměrné vzdálenosti pro první řadu buněk od stěny $y_1^+ = 2,5$. K zajištění toho, aby se celá první řada buněk nacházela ve vazké podvrstvě, by se měla tato hodnota pohybovat okolo $y_1^+ = 1$. Z toho důvodu byla numerická síť vytvořena znovu s polovičními velikostmi buněk v základním nastavení a velikost první buňky v mezní vrstvě byla snížena na 0,1 mm. Počet buněk upravené sítě je 1 454 160. V této síti byla zjištěna hodnota bezrozměrné vzdálenosti první řady buněk od stěny $y_1^+ = 1,5$, což účelům výpočtu vyhovuje. Hodnoty y_1^+ u původní a upravené sítě ukazuje obr. 6.10, resp. obr. 6.11.

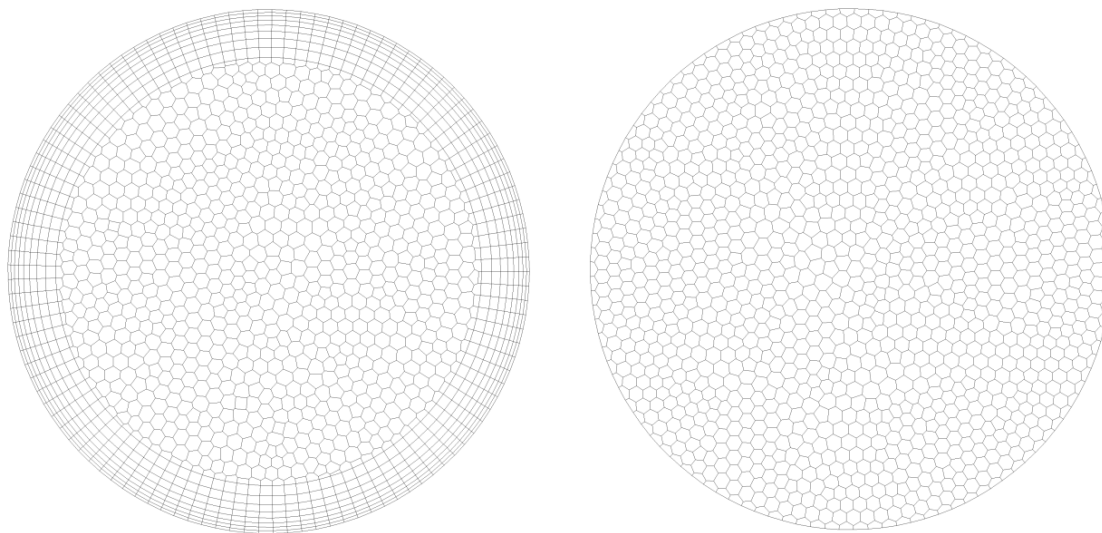


Obr. 6.10: Bezrozměrná vzdálenost od stěny y_1^+ – původní síť



Obr. 6.11: Bezrozměrná vzdálenost od stěny y_1^+ – upravená síť

Numerická síť na vstupním průřezu je díky prizmatické vrstvě buněk nerovnoměrná (viz obr. 6.12 – vlevo). Z výsledků simulace potrubí čtyřhranného průřezu (viz kapitola 5) vyplývá, že rovnoměrnost rozložení trajektorií částic na vstupním průřezu může ovlivňovat simulovanou frakční odlučivost částic. Obdobně jako v případě rovného potrubí byl před vstupní průřez modelu přidán 5 mm dlouhý předřazený úsek s rovnoměrnou numerickou sítí (viz obr. 6.12 – vpravo), jehož stěny jsou pro částice odrazivé.



Obr. 6.12: Nerovnoměrné a rovnoměrné rozložení buněk numerické sítě na vstupním průřezu

Uvnitř článku je pro částice definována okrajová podmínka záchytu, vstupní průřez a stěny vstupní a výstupní trubky jsou odrazivé. Výstupní otvor výstupní trubky je pro částice propustný.

Celkem byly simulovány čtyři případy podle zahrnutí vlivu fluktuací rychlosti a rovnoměrnosti rozložení trajektorií na vstupním průřezu, které jsou následující:

- bez vlivu fluktuací a s nerovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu,
- bez vlivu fluktuací a s rovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu,
- s vlivem fluktuací a s nerovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu,
- a s vlivem fluktuací a s rovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu.

Simulace vírového článku bez vlivu fluktuací rychlosti

V simulacích vírového článku se zanedbáním vlivu fluktuací rychlosti byly srovnány případy s rovnoměrným a nerovnoměrným rozložením trajektorií na vstupním průřezu. Pro každou velikost částice tak byl určen interval odlučivosti, který je dán rozdílem maximální a minimální zjištěné hodnoty O_f . Minimální odlučivost je dána poměrem počtu zachycených částic („trapped“) k jejich celkovému počtu („tracked“), u maximální hodnoty O_f byl k počtu zachycených částic přidán počet těch, u nichž nebyl výpočet trajektorie dokončen („incomplete“). Výpis výsledků pro tři frakce je na obr. 6.13.

```
> /display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj8" () 1e+20 -1e+20  
  
DPM Iteration ....  
  
number tracked = 7410, escaped = 350, aborted = 0, trapped = 6939, evaporated = 0,  
incomplete = 121, incomplete_parallel = 0  
  
> /display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj9" () 1e+20 -1e+20  
  
DPM Iteration ....  
  
number tracked = 7410, escaped = 302, aborted = 0, trapped = 7014, evaporated = 0,  
incomplete = 94, incomplete_parallel = 0  
  
> /display/particle-tracks/particle-tracks particle-id "inj10" () 1e+20 -1e+20  
  
DPM Iteration ....  
  
number tracked = 7410, escaped = 68, aborted = 0, trapped = 7287, evaporated = 0,  
incomplete = 55, incomplete_parallel = 0
```

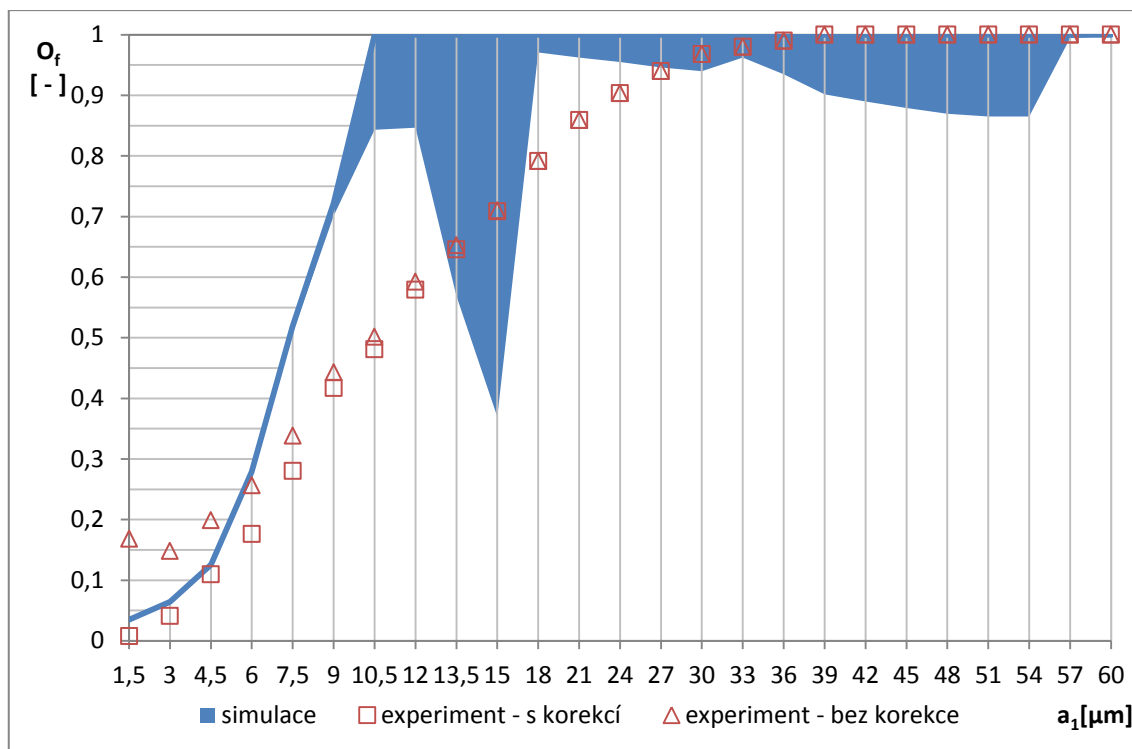
Obr. 6.13: Výpis výsledků pro tři frakce

Počet časových kroků pro simulaci trajektorií částic byl nastaven na 50 milionů, přesto nebyl výpočet některých z nich dokončen. To by mohlo být způsobeno tím, že částice neustále víří v článku a nedojde ani k jejich kontaktu s vnitřním povrchem článku ani k výstupu z odlučovače.

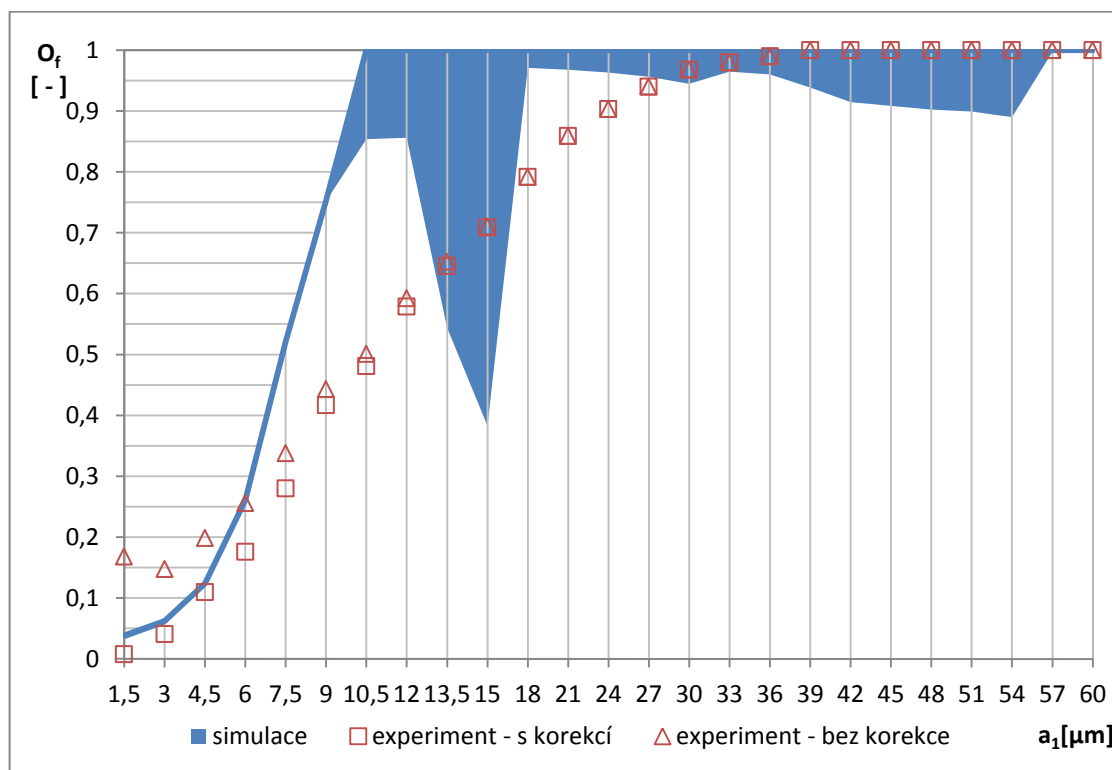
Frakční odlučivost je v experimentu [5] vztažena k aerodynamickému průměru částic, který dostaneme ze vztahu (6.7). Velikosti částic byly podle vztahu (6.7) přepočítány i pro výsledky simulací, přičemž hustota částic je $\rho_{\xi} = 2200 \text{ kg/m}^3$. Vzhledem k tomu, že výsledky jsou pro oba zkoušené prachy v práci [5] podobné, postačí porovnat výsledky simulace pouze s jedním z nich (zde prach označený jako B2). Srovnání závislostí $O_f(a_1)$ ze simulace s výsledky experimentu je na obr. 6.14 a 6.15.

Křivka $O_f(a_1)$ zjištěná simulací vykazuje v obou případech ve srovnání s naměřenými výsledky prudký nárůst a k stoprocentní odlučivosti dochází u výrazně menších částic. V oblasti malých částic ($a_1 < 4,5 \text{ }\mu\text{m}$) odpovídá frakční odlučivost ze simulace přibližně korigované křivce.

Dále je patrná velká nejistota ve stanovení odlučivosti (široký interval $O_{f,min}; O_{f,max}$) u částic, jejichž aerodynamický průměr je v rozmezí 12 až 15 μm . Největší rozdíl lze zaznamenat u částic o velikosti $a_1 = 15 \text{ }\mu\text{m}$, pro něž frakční odlučivost vyšla v rozmezí hodnot 0,37 – 1. Stoprocentní odlučivost může nastat u částic o velikosti $a_1 = 10,5 \text{ }\mu\text{m}$. Rovnoměrné rozložení trajektorií na vstupním průřezu se projeví pouze nepatrným snížením počtu nedokončených trajektorií, přičemž rozdíl je menší než 3 %.



Obr. 6.14: Frakční odlučivost vírového článku s nerovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu bez vlivu fluktuací rychlosti



Obr. 6.15: Frakční odlučivost vírového článku s rovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu bez vlivu fluktuací rychlosti

Simulace vírového článku s vlivem fluktuací rychlosti

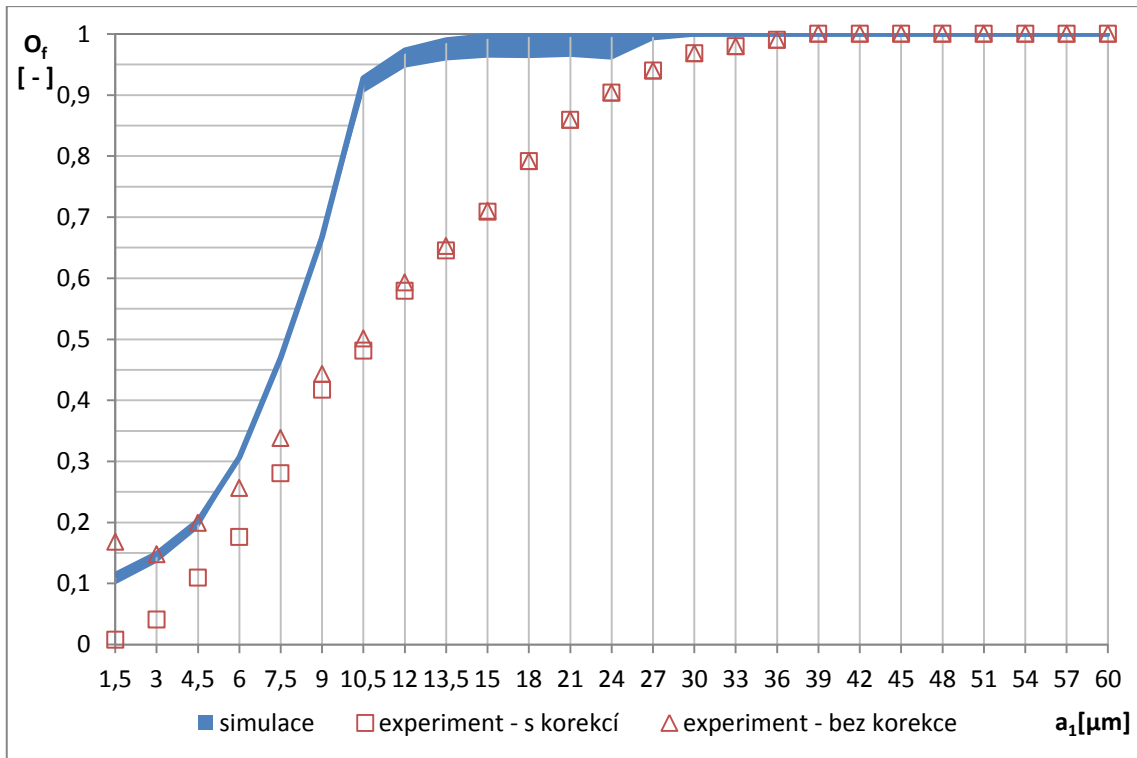
V simulacích, kde byl do výpočtu zahrnut vliv fluktuací rychlosti, byly opět srovnány případy s rovnoměrným a nerovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu. Výsledky jsou na obr. 6.16 a 6.17.

Uvažuje-li se vliv fluktuací rychlosti, dochází k výraznému snížení počtu nedokončených trajektorií („*incomplete*“) oproti případu, kdy byly fluktuace ve výpočtu zanedbány. U částic v rozmezí velikostí 10,5 až 27 μm však stále zůstávají nedořešené trajektorie částic, největší rozptyl odlučivosti vyšel pro částice o velikosti $a_1 = 24 \mu\text{m}$ (hodnota O_f je v rozmezí 0,95 – 1). Odlučivost malých částic ($a_1 < 9 \mu\text{m}$) je vyšší než v případě bez vlivu fluktuací a více odpovídá nekorigovanému průběhu křivky O_f z experimentu [5].

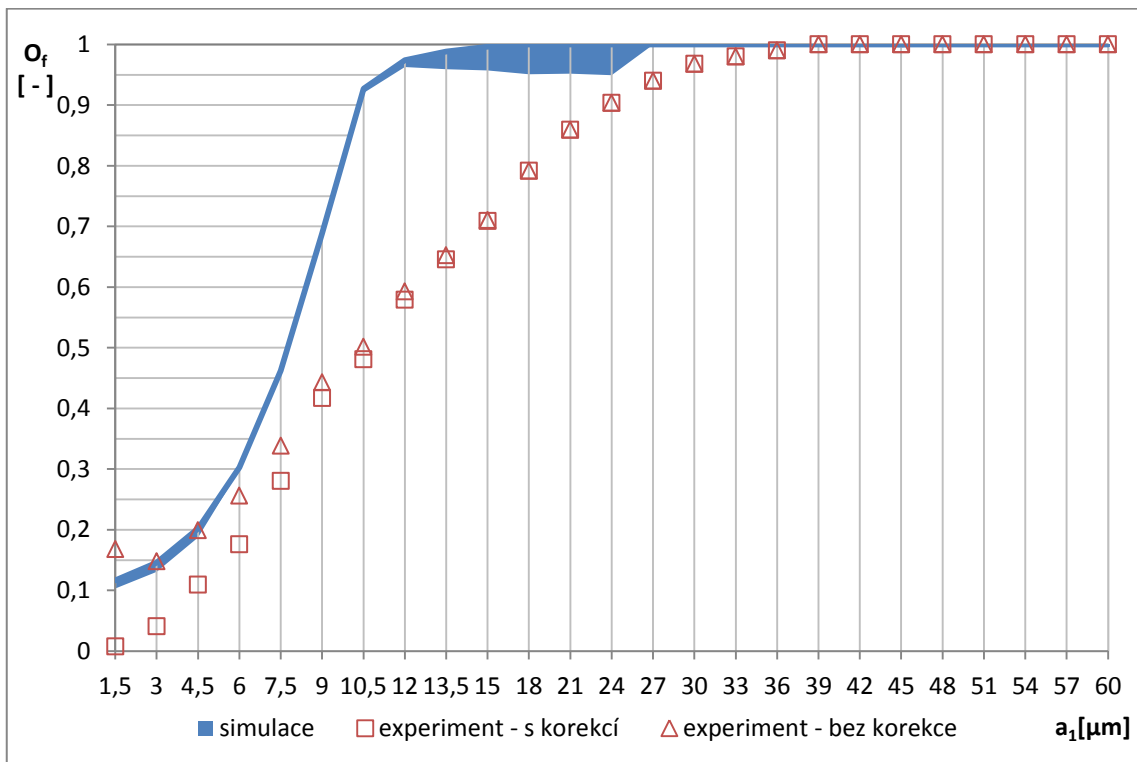
Vliv rovnoměrnosti rozložení trajektorií částic na vstupu se opět projeví jen nepatrně. Rozptyl odlučivosti se v tomto případě zvýšil a to jen u částic v rozmezí velikostí a_1 18 až 24 μm , opět pouze o jednotky procent.

Z výsledků těchto čtyř simulací vyplývá, že je při výpočtu trajektorií částic nutné uvažovat působení sil (tlaková, tíhová, aerodynamická odporová a síla přiřazené hmotnosti částice) i účinek fluktuací rychlosti proudění. Rovnoměrnost rozložení trajektorií na vstupu v tomto případě výsledky příliš neovlivňuje, což může být způsobeno tím, že na stěně vstupního potrubí je pro částice definována okrajová podmínka odrazu, rozhodující je to, co se děje ve vírovém článku. Nicméně pro další simulace je tento vliv uvažován.

Při rozboru možných příčin odlišných výsledků simulací a experimentu se uvažovala mj. vhodnost modelu turbulence. V zatím popsáných simulacích byl pro výpočet proudění použit model turbulence k- ϵ podle Laundera a Spaldinga [10] („*standard*“), který ovšem neuvažuje korekci na zakřivení proudnic. Vzduch ve válcové části odlučovače však koná křivočarý pohyb, proto byl pro výpočet proudění v dalších simulacích použit model turbulence k- ϵ podle Shiha [11] (ve Fluentu jako „*realisable*“).



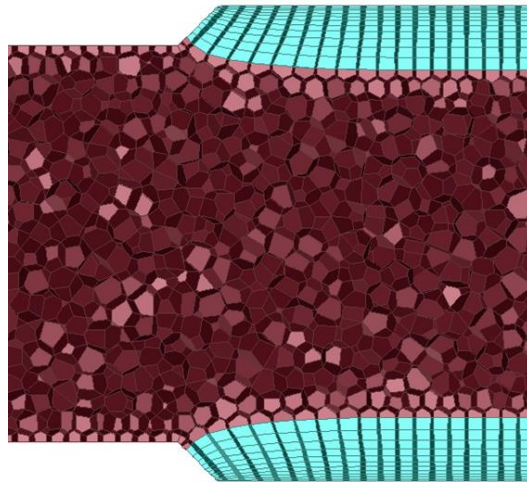
Obr. 6.16: Frakční odlučivost vírového článku s nerovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu s vlivem fluktuací rychlosti



Obr. 6.17: Frakční odlučivost vírového článku s rovnoměrným rozložením trajektorií na vstupu s vlivem fluktuací rychlosti

6.5.2 Model vírového článku včetně připojení odběrové sondy

Numerická síť pro model odlučovače s připojením na odběrovou sondu byla vytvořena stejně jako u modelu samotného vírového článku. Prizmatická vrstva buněk byla vytvořena pouze u modelu odlučovače a spojovacího kusu tak, aby $y_1^+ \approx 1$. Síť modelu sondy tuto vrstvu nemá, čímž je zajištěno rovnoměrné rozložení trajektorií částic na vstupu do modelu. Celkový počet buněk je 3 885 277. Detail numerické sítě na rozhraní sondy a přechodového kusu je na obr. 6.18.

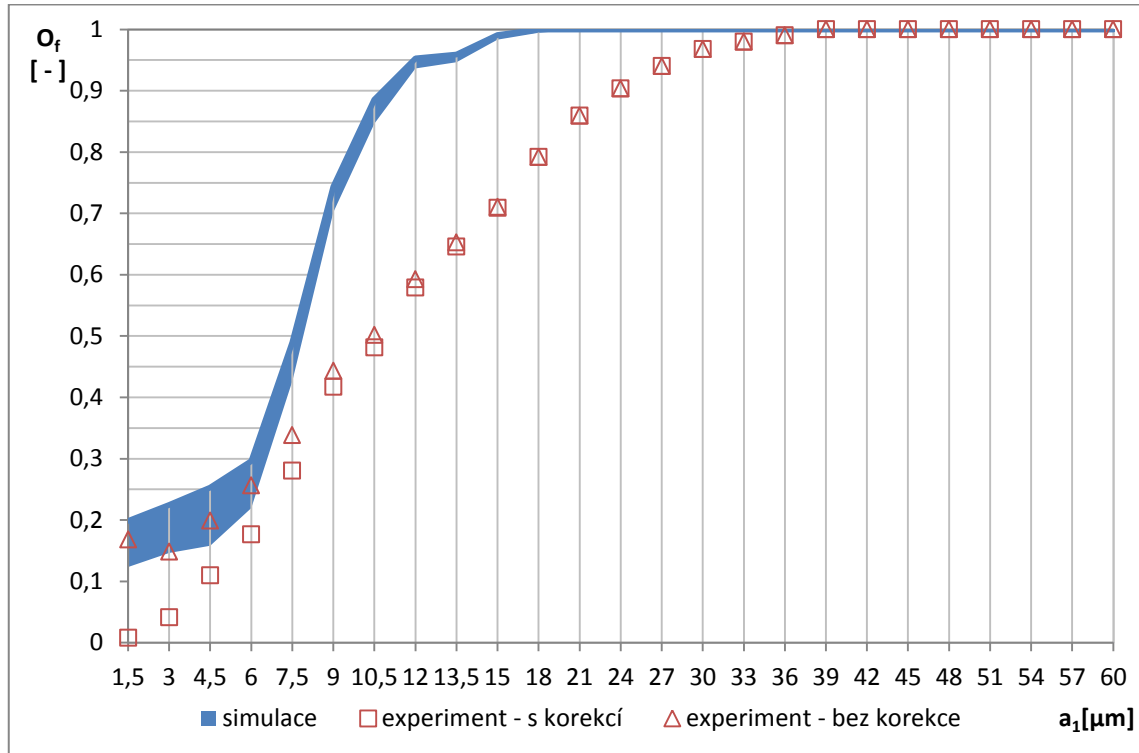


Obr. 6.18: Detail numerické sítě na rozhraní sondy a spojovacího kusu

Vlastnosti i objemový průtok vzduchu jsou stejné jako v simulaci samotného vírového odlučovače. Okrajové podmínky proudění vzduchu na vstupním průřezu s ohledem na zkosení na vstupu jsou $v_a = 4,46$ m/s, $I_t = 5,7$ % a $L_t = 5,8$ mm. Do výpočtu trajektorií částic byly zahrnuty účinky sil (tíhová, tlaková, aerodynamická odporová, Magnusova a síla přiřazené hmotnosti částice) a fluktuace rychlostí proudění. Součinitel odporu byl pro všechny částice počítán dle Stokesova zákona a u částic $a_1 \leq 24$ μm je opět uvažována Cunninghamova korekce. Pro částice o velikosti $a_1 \geq 21$ μm byl proveden test s jiným modelem pro výpočet součinitele odporu ξ (ve Fluentu „spherical drag law“). Navíc byl přidán vliv rotace částic, která byla vyvolána odrazem od stěn sondy, spojovacího kusu a vstupního potrubí, na nichž je definován třecí součinitel.

Počet časových kroků pro simulaci částic byl u tohoto modelu nejdříve nastaven na 100 milionů a výpočet byl spuštěn paralelně na 16 procesorech (CPU), přesto zůstalo až 10 % trajektorií nedořešených („incomplete“). Výpočet jedné frakce trval až 40

hodin. Ve snaze dopočítat co největší počet trajektorií byla simulace i přes časovou náročnost (až 200 hodin na 12 CPU pro jednu frakci) zopakována s pětkrát vyšším počtem časových kroků. Výsledný průběh frakční odlučivosti je na obr. 6.19.



Obr. 6.19: Frakční odlučivost vírového článku s připojením k odběrové sondě

6.5.3 Diskuze výsledků

Výsledné závislosti $O_f(a_1)$, které byly zjištěny simulací vírového článku bez a včetně připojení k odběrové sondě, se ve srovnání s měřením [5] výrazně liší. V simulacích je frakční odlučivost částic oproti experimentu vyšší a průběh křivky je v oblasti malých částic strmější. K odloučení všech částic dojde v simulaci u částic o velikosti $a_1 \approx 15 \mu\text{m}$, zatímco v experimentu jde o částice větší než $39 \mu\text{m}$.

Příčiny rozdílů mohou být jak na straně měření, tak na straně simulací. Výsledky měření mohly být ovlivněny stálostí vstupní koncentrace prachu vlivem nedokonalého rozptýlení prachových částic v proudu vzduchu nebo kolísáním a nejistotou stanovení průtoku vzduchu v průběhu měření. Měřicí trať je však dlouhodobě používána a chyby na straně experimentu jsou méně pravděpodobné.

V rámci výpočtů byl rovněž proveden test s částicemi o velikostech $a_1 \geq 21 \mu\text{m}$ o různé hustotě ($1800, 2000$ a 2200 kg/m^3) a součinitel aerodynamického odporu byl

u těchto částic řešen dvěma způsoby. Oblast platnosti Stokesova zákona je vymezena podmínkou $Re_r < 0,2$. Připustíme-li menší odchylky od skutečné závislosti $\xi(Re_r)$, lze uvažovat podmínku $Re_r < 1$. Uvnitř vírového článku lze předpokládat, že konečná odlučovací rychlost částic u_p je stejná jako relativní rychlost částice v_r . Zároveň platí, že tečná složka rychlosti proudění v článku v_t je přibližně rovna rychlosti vzduchu v tangenciálním vstupu v_a . Pak lze s užitím vztahu (2.33) odvodit pro velikost částice

$$a^3 = 9Re_r \frac{v_a^2 D \rho_a}{v_a^2 \rho_c} \quad (6.8)$$

Pro $v_a = 2,51$ m/s lze zjistit maximální velikosti částice pro oblast platnosti Stokesova zákona. Pro $Re_r < 0,2$ vychází $a_1 < 21$ μm , pro $Re_r < 1$ je $a_1 < 36$ μm . Je zřejmé, že minimálně od velikosti částic $a_1 = 36$ μm by bylo vhodné použít jiný než Stokesův model pro odporovou sílu (např. model nazvaný jako „*spherical drag law*“). Výsledné hodnoty O_f se v obou testovaných případech (rozdílné hustoty částic a dva způsoby výpočtu ξ) nelišily.

V simulacích mohlo dojít k chybám při výpočtu jak proudění vzduchu, tak trajektorií částic, případně obou těchto součástí modelu. Příčina chyb na straně výpočtu proudění by mohla být v nesprávném použití modelu turbulence nebo ve způsobu řešení proudění v blízkosti stěny. V simulaci nebylo možné zkontrolovat charakteristické vlastnosti proudění odlučovačem, např. tlakovou ztrátu, která nebyla z experimentu známa. Výpočet trajektorií částic mohl být ovlivněn náhradou skutečného polydisperzního souboru za sadu monodisperzních souborů pro každou velikost částice. Chyby ve výpočtu obou fází mohly být rovněž způsobeny nesprávným použitím modelu vířivého proudění.

Pro výpočet proudění vzduchu byly použity modely turbulence k- ϵ podle Laundera a Spaldinga (samotný vírový článek) a podle Shiha (vírový článek připojený k odběrové sondě), přičemž druhý z nich uvažuje korekci na zakřivení proudnic. Dvourovnicové modely turbulence ovšem nedokáží vždy přesně postihnout skutečné děje v turbulentním proudění. Toho lze částečně dosáhnout zahrnutím vlivu fluktuací rychlosti do výpočtu trajektorií částic, ovšem ani tak nelze nasimulovat skutečné turbulentní struktury.

Dvourovnicové $k-\varepsilon$ modely používají k řešení turbulentního proudění Reynoldsovy rovnice (RANS). Ve Fluentu existuje více způsobů modelování turbulence, např. simulace velkých vírů (LES). U tohoto modelu jsou ovšem vyšší požadavky na jemnost numerické sítě, v modelu vírového článku by bylo vhodné použít buňky o délce hrany cca 0,1 mm. Při takové velikosti buněk by jejich počet v modelu vírového článku dosáhl až $3,6 \cdot 10^8$ a výpočet by tak byl nerealizovatelný. Z tohoto důvodu je použití modelu LES k výpočtu turbulentního proudění při stávající úrovni výpočetní techniky nevhodné.

Ve Fluentu je možné použít i jiné varianty modelů turbulence, které pracují s RANS. Jedním z nich je model transportu Reynoldsových napětí (RSM), který všech šest neznámých členů v RANS řeší pomocí transportních rovnic. Dále je možný přístup, který kombinuje modelování velkých vírů v jádru proudu s řešením RANS v oblasti mezní vrstvy (ve Fluentu „*Detached Eddy Simulation*“).

Bezrozměrná vzdálenost první řady buněk od stěny v řešeném modelu vírového článku byla $y_1^+ = 1,5$, což splňuje požadavek na použití dvouvrstvého modelu $k-\varepsilon$ pro řešení proudění ve vnitřní mezní vrstvě. Pro přesnější výpočet chování částic v této oblasti proudění by mohlo být vhodné vytvořit numerickou síť tak, aby pro první řadu buněk u stěny platilo $y_1^+ < 1$. K tomu je potřeba provést studii citlivosti na numerickou síť.

Pro simulaci aerodisperzní směsi byl použit stacionární diskrétní model s jednostranným působením fází vzduch – tuhé částice. Proudění vzduchu tedy ovlivňuje trajektorie částic, jejichž vliv na proudění se už neuvažuje. Fluent navíc počítá s určitou „fiktivní“ koncentrací částic, která je určena numerickou sítí na vstupu. Ve skutečnosti částice na proudění vzduchu působí a jejich koncentrace byla v průběhu měření poměrně vysoká (1 – 2 g/m³). Zanedbání těchto dvou skutečností v simulaci by tak mohlo být jednou z příčin rozdílu ve výsledných frakčních odlučivostech.

Simulace byly provedeny pro monodisperzní aerosol po jednotlivých frakcích, naproti tomu skutečná směs byla polydisperzní. Stacionární diskrétní model s jednostranným působením navíc řeší trajektorie částic bez ohledu na skutečnou vstupní koncentraci a ve výpočtu monodisperzního a polydisperzního souboru není žádný rozdíl.

6.5.4 Technické podmínky simulací

Výpočet trajektorií částic probíhal paralelně na 12 až 16 procesorových jádrech (CPU) a počet časových kroků pro výpočet trajektorií částic byl nastaven na 100 a 500 milionů. Paralelní výpočet jedné frakce částic na 16 CPU při 100 milionech časových kroků může trvat až 40 hodin. Zvýší-li se počet časových kroků pětkrát, trvá výpočet jedné frakce desítky hodin až cca 200 hodin i v paralelním módu s využitím 12 nebo 16 CPU.

Ovšem i při takto vysokém počtu časových kroků zůstávají některé trajektorie částic nedořešené. Počty nedořešených, zachycených a prošlých trajektorií částic o skutečném průměru 1 až 10 μm při 100 a 500 milionech časových kroků se však příliš neliší (viz tab. 6.1). Výpočet trajektorií částic o velikosti 2 a 3 μm nebyl z časových důvodů dokončen. Vzhledem k malému rozdílu v počtu nedořešených trajektorií částic lze uvažovat i výsledky pro 100 milionů kroků. Maximální možný počet kroků pro výpočet trajektorií, který lze ve Fluentu nastavit, je 10^9 . Z porovnání výsledků ovšem vyplývá, že ani maximální počet časových kroků nemusí pro dokončení výpočtu všech trajektorií stačit.

Tab. 6.1: Počty zachycených, prošlých a nedokončených trajektorií částic při 100 a 500 milionech časových kroků pro frakce 1 až 10 μm (vztaženo na skutečný průměr částic a)

frakce [μm]	1		2		3		4		5	
počet kroků [10^6]	100	500	100	500	100	500	100	500	100	500
zachycené č.	912	914	1084	-	1171	-	1622	1626	3158	3160
prošlé č.	5917	5941	5744	-	5535	-	5210	5219	3775	3780
nedokončené č.	581	555	582	-	704	-	578	568	477	470
frakce [μm]	6		7		8		9		10	
počet kroků [10^6]	100	500	100	500	100	500	100	500	100	500
zachycené č.	5249	5201	6205	6273	6908	6939	7017	7014	7224	7287
prošlé č.	1869	1899	907	850	377	350	245	302	76	68
nedokončené č.	292	310	298	287	125	121	148	94	110	55

Příčina dlouhého trvání výpočtu může být v přístupu podle Lagrange při výpočtu trajektorií tuhých částic. Výpočet neprobíhá plně paralelně po celou dobu simulace. Pro praxi, např. při optimalizaci návrhu vírového článku, není tato simulační metoda díky časové náročnosti příliš vhodná.

7. ZÁVĚR

Cílem práce bylo prozkoumat možnosti simulačního programu ANSYS Fluent v oblasti mechanického odlučování a třídění tuhých částic, na vhodných úlohách ukázat způsob nastavení okrajových podmínek a vliv parametrů modelu a získané poznatky aplikovat na skutečný případ vírového odlučovače, což bylo splněno. Praktická část práce je rozčleněna do tří etap, přičemž v prvních dvou byla provedena analýza parametrů modelu pohybu částic a ve třetí úloze byl řešen skutečný vírový článek. Pro simulace byl zvolen stacionární diskretní model s jednostranným působením fází (proudění na tuhé částice).

V rovinné úloze třídění částic, které vstupují do vertikálního proudu vzduchu z boční stěny kanálu, byly zkoumány základní postupy výpočtu trajektorií částic. Simulace byla provedena v laminárním i turbulentním režimu proudění a výsledky byly porovnány s řešením v literatuře [12]. Zjištěné trajektorie částic se od původního řešení mírně lišily, což mohlo být způsobeno nepřesně zadanými vlastnostmi vzduchu a částic, jejichž hodnoty literatura [12] neuváděla. V turbulentním režimu proudění byl zkoumán především vliv fluktuací rychlosti na trajektorie částic. Pro výpočet proudění byl použit model turbulence k- ϵ , který je založen na rozšířené Boussinesqově hypotéze. Ta používá skalární vírovou viskozitu k vyjádření vlivu turbulence na pole středních veličin, které proudění popisují. Z toho důvodu je nutné ve výpočtech uvažovat náhodný účinek fluktuací rychlosti na pohyb částic (ve Fluentu „*random walk model*“).

V úloze gravitačního odlučování částic v rovném potrubí čtyřhranného průřezu byla vyhodnocována závislost frakční odlučivosti na velikosti částice $O_f(a)$. V laminárním proudění byly srovnávány výsledky sady monodisperzních souborů částic v rozsahu velikostí 1 – 34 μm s polydisperzním souborem a teoretickou závislostí $O_f(a)$. Oba průběhy frakční odlučivosti vyšly stejně a odpovídaly i teoretickému případu. Dále byl proveden test s různou vstupní koncentrací částic, výsledky byly i v tomto případě shodné. Tím bylo potvrzeno, že trajektorie částic počítá model stejně při jakékoli koncentraci nebo rozložení velikostí částic.

Proudění vzduchu v turbulentním režimu bylo řešeno v modelu turbulence k- ϵ podle Laundera a Spaldinga. V první fázi byl do výpočtu trajektorií částic zahrnut pouze účinek tíhové síly a byl řešen vliv intenzity turbulence a délkového měřítka turbulence

na průběh $O_f(a)$. Z výsledků bylo patrné, že změna těchto dvou veličin má na odlučivost částic zanedbatelný vliv. Poté byly zkoumány účinky dalších sil (tlaková, aerodynamická odporová a síla přiřazené hmotnosti částice), vliv fluktuací rychlosti proudění a rovnoměrnost rozložení trajektorií částic na vstupním průřezu. V případě nerovnoměrného rozložení trajektorií na vstupu se křivka $O_f(a)$ díky účinku sil a fluktuací rychlosti značně vychyluje z očekávaného průběhu a odlučivost částic se obecně zvyšuje. Je-li ovšem rozložení částic na vstupu rovnoměrné, pak se závislost $O_f(a)$ vrací do předpokládaného průběhu.

Poznatky z těchto dvou úloh byly aplikovány na skutečný případ vírového odlučovače, jehož experimentálním ověřením se zabývala práce [5]. Model vírového článku byl postaven podle skutečných rozměrů a byl nejprve simulován samostatně pro velikostní rozsah částic 1 – 40 μm . V simulacích byly uvažovány stejné podmínky jako v experimentu, přičemž byly zkoumány stejné vlivy na odlučivost částic, jako v předchozí úloze (účinek sil, fluktuace rychlostí, rovnoměrnost rozložení trajektorií na vstupu). Pro řešení proudění byl použit model turbulence k- ϵ podle Laundera a Spaldinga. Následně byl vytvořen model odlučovače včetně jeho připojení k odběrové sondě, aby byly co nejpřesněji vymodelovány podmínky experimentu. Výpočet proudění byl proveden s modelem turbulence k- ϵ podle Shiha, v řešení částic se uvažovaly všechny výše zmíněné vlivy a byla navíc zahrnuta i rotace částic.

Odlučivost částic vyšla ve všech řešených případech vyšší než v experimentu, přičemž v oblasti malých částic ($a_1 < 13 \mu\text{m}$) vykazuje závislost $O_f(a_1)$ mnohem strmější nárůst ve srovnání s výsledky měření. Trajektorie některých částic navíc nebyly ani přes vysoký počet časových kroků dopočítány. Příčiny takto výrazných rozdílů výsledků mohou být různé, vzhledem ke spolehlivosti měřicí trati je však pravděpodobné, že chyby vznikly na straně simulací. Ty mohly být zapříčiněny použitím nevhodného modelu turbulence, nepřesným modelováním proudění vzduchu v blízkosti stěn nebo vlivem pouze jednostranného působení fází.

Pro případné pokračování práce v této oblasti lze doporučit několik kroků. Pro přesnější zachycení skutečnosti by bylo vhodné použít pro výpočet dvoufázového proudění model s oboustranným působením fází a zároveň uvažovat polydisperzní soubor s reálnou koncentrací částic. Pro výpočet turbulentního proudění vzduchu lze ve Fluentu použít celou řadu modelů turbulence, nabízí se tak možnost srovnání jejich

vlivu na výpočet trajektorií částic. Výsledky mohly být dále ovlivněny modelováním proudění v blízkosti stěny, zde by bylo vhodné provést citlivostní analýzu na hustotu numerické sítě v této oblasti. Pro porovnání modelu proudění s experimentem by rovněž bylo vhodné změřit tlakovou ztrátu vírového článku. Další možností je volba jiného způsobu výpočtu trajektorií částic v turbulentním proudění, např. model, kdy je sledován oblak částic (ve Fluentu „*particle cloud tracking*“).

8. POUŽITÁ LITERATURA

- [1] Hemerka, J.: *Odlučování tuhých částic*. Praha: Nakladatelství ČVUT v Praze, 1994.
- [2] Hemerka, J., Vybíral, P.: *Ochrana ovzduší*. Praha: Nakladatelství ČVUT v Praze, 2010.
- [3] Michaelides, E. E.: Hydrodynamic Force and Heat/Mass Transfer from Particles, Bubbles, and Drops – The Freeman Scholar Lecture. *Journal of Fluids Engineering*, sv. 125, č. 2, 2003, s. 209 – 238.
- [4] ANSYS: *ANSYS Fluent 18.0 Documentation*. ANSYS, 2017.
- [5] Švandová, K.: *Návrh a experimentální ověření imisní hlavice PM₁₀*. Bakalářská práce. Fakulta strojní ČVUT v Praze, 2015.
- [6] Kozubková, M.: *Modelování proudění tekutin: Fluent, CFX*. VŠB-TU Ostrava, 2008.
- [7] Uruba, V.: *Turbulence*. Praha: Nakladatelství ČVUT v Praze, 2009.
- [8] Barták, M.: *Úvod do přenosových jevů pro Inteligentní budovy*. Elektronický učební text. ČVUT v Praze, 2010.
- [9] Zácha, P.: Turbulentní proudění, podklady pro výuku [online]: dostupné z http://energetika.cvut.cz/?en_fluent,212.
- [10] Launder, B. E., Spalding, D. B.: *Lectures in Mathematical Models of Turbulence*. London: Academic Press, 1972.
- [11] Shih, T.-H., Liou, W. W., Shabbir, A., Yang, Z., Zhu, J.: A New Eddy-Viscosity Model for High Reynolds Number Turbulent Flows – Model Development and Validation. *Computer and Fluids*, sv. 24, č. 3, 1995, s. 227 – 238.
- [12] Schönert, K., Leschonski, K.: *Comminution and air classification*. Course manual. University of Bradford, 1976.
- [13] Müller, K., Wessel, J.: Berechnung von Teilchenbahnen im Windsichter mit dem elektronischen Analogrechner. *Aufbereitungs-Technik*, sv. 4, č. 6, 1963, s. 235 – 242.
- [14] Morsi, S. A., Alexander, A. J.: An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems. *Journal of Fluid Mechanics*, sv. 55, č. 2, 1972, s. 227 – 238.
- [15] Hemerka, J., Vybíral, P., Švandová, K.: Vývoj imisního třídiče PM₁₀. *Vytápění, větrání, instalace*, sv. 58, č. 3, 2016, s. 114 – 121.