

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA STROJNÍHO INŽENÝRSTVÍ
ÚSTAV MATEMATIKY
FACULTY OF MECHANICAL ENGINEERING
INSTITUTE OF MATHEMATICS

METODA ŘEŠENÍ DEPOZICE VLÁKNOVÝCH ČÁSTIC POMOCÍ FOKKER-PLANCK ROVNICE PRO STATISTICKÉ ROZLOŽENÍ ODF - ORIENTATION DISTRIBUTION FUNCTION PRO LAMINÁRNÍ PROUDĚNÍ

A METHOD FOR THE SOLUTION OF NON-SPHERICAL (FIBER) PARTICLES DEPOSITION
BY MEANS OF THE FOKKER-PLANCK EQUATION FOR ODF IN A LAMINAR FLOW

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE
BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

BARBORA KOPEČKOVÁ

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

prof. Ing. MIROSLAV JÍCHA, CSc.

BRNO 2014

Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství

Ústav matematiky

Akademický rok: 2013/2014

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

student(ka): Barbora Kopečková

který/která studuje v **bakalářském studijním programu**

obor: **Matematické inženýrství (3901R021)**

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

Metoda řešení depozice vláknových částic pomocí Fokker-Planck rovnice pro statistické rozložení ODF - Orientation Distribution Function pro laminární proudění

v anglickém jazyce:

A method for the solution of non-spherical (fiber) particles deposition by means of the Fokker-Planck equation for ODF in a laminar flow

Stručná charakteristika problematiky úkolu:

Objasnit různé mechanismy depozice a jejich účinnost pro vláknové částice v jednoduchém laminárním proudění v přímé válcové trubce pomocí řešení pro ODF - Orientation distribution function z Fokkerovy-Planckovy rovnice.

Cíle bakalářské práce:

1. Implementovat Peterlinovo analytické řešení pro výpočet ODF.
2. Výpočet vstupních parametrů pro různé mechanismy depozice
3. Řešení účinnosti depozice pro různé mechanismy depozice.

Seznam odborné literatury:

B. ASGHARIAN and C.P. YU, Deposition of Inhaled Fibrous Particles in the Human Lung, JOURNAL OF AEROSOL MEDICINE

Volume 1, Number 1, 1988

B. ASGHARIAN and C.P. YU, DEPOSITION OF FIBERS IN THE RAT LUNG, J. Aerosol Sci., Vol. 20, No. 3, pp. 355-366. 1989

ODETTE BERNSTEIN* and MICHAEL SHAPIRO, DIRECT DETERMINATION OF THE ORIENTATION DISTRIBUTION FUNCTION OF CYLINDRICAL PARTICLES IMMERSSED IN LAMINAR AND TURBULENT SHEAR FLOWS, J. Aerosol Sci., Vol. 25, No. 1, pp. 113-136, 1994

Vedoucí bakalářské práce: prof. Ing. Miroslav Jícha, CSc.

Termín odevzdání bakalářské práce je stanoven časovým plánem akademického roku 2013/2014.

V Brně, dne 22.11.2013

L.S.

prof. RNDr. Josef Šlapal, CSc.
Ředitel ústavu

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

Abstrakt

Bakalářská práce se zabývá účinností depozice vláknových částic prostřednictvím různých mechanismů depozice. Podrobněji rozebírá účinnost depozice pomocí difuze, sedimentace a impaktu. Uvádí implementaci Peterlinova analytického řešení pro výpočet ODF, které je využíváno pro řešení daných účinností. Dále jsou v ní obsaženy vzorce pro výpočet jednotlivých účinností odvozených pro sférické částice a přepočty příslušných parametrů pro vlákna. Cílem práce je vymodelování grafů, které znázorňují závislost účinností jednotlivých depozic na velikosti poměru délky a průměru vláken. Dalším úkolem této práce je vytvoření grafů, které zobrazují srovnání různých režimů dýchání pro dané mechanismy depozice. Vše je počítáno a vykreslováno v prostředí programu MATLAB.

Summary

The Bachelor's thesis deals with a deposition efficiency for a fibers by various mechanisms of a deposition. It explains deposition efficiency by diffusion, by sedimentation and by impaction. The implementation of Peterlin's analytical solution for calculation of the ODF, which is used for individual efficiencies solution, is also mentioned. Afterwards, the thesis summarizes formulas for calculation of particular efficiencies derived for spherical particles and recomputation appropriate parameters for fibers. The purpose of the thesis is to create graphs, which illustrate deposition efficiencies dependence by various mechanisms on the aspect ratio of fibers. Another goal is the graphs creation, which shows juxtaposition for various breathing modes for given deposition mechanisms. The software MATLAB is used for the whole calculation process and graphs plotting.

Klíčová slova

Fokker-Planckova rovnice, Peterlinovo řešení, Pecletovo číslo, depozice, účinnost, difuze, sedimentace, impakt

Keywords

Fokker-Planck equation, Peterlin's solution, Peclet number, deposition, efficiency, diffusion, sedimentation, impaction

KOPEČKOVÁ, B. *Metoda řešení depozice vláknových částic pomocí Fokker-Planck rovnice pro statistické rozložení ODF - Orientation Distribution Function pro laminární proudění*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2014. 33 s. Vedoucí prof. Ing. Miroslav Jícha, CSc.

Prohlašuji, že jsem bakalářskou práci *Metoda řešení depozice vláknových částic pomocí Fokker-Planck rovnice pro statistické rozložení ODF - Orientation Distribution Function pro laminární proudění* vypracovala samostatně pod vedením prof. Ing. Miroslava Jíchu, CSc., s použitím materiálů uvedených v seznamu literatury.

Barbora Kopečková

Chtěla bych poděkovat vedoucímu mé bakalářské práce prof. Ing. Miroslavu Jíchovi, CSc., za projevenou ochotu a odborné rady při psaní této práce.

Barbora Kopečková

Obsah

1	Úvod	3
2	Cíle bakalářské práce	4
3	Základní pojmy	5
3.1	Proudění	5
3.1.1	Laminární proudění	5
3.1.2	Turbulentní proudění	6
3.2	Rychlostní profily proudění	6
3.2.1	Rychlostní profily ve 2D	6
3.2.2	Rychlostní profil ve 3D	7
3.3	Směrové kosiny	8
4	Fokker-Planckova rovnice	10
4.1	Peterlinovo řešení	11
4.1.1	Odvození prvního členu Peterlinova řešení	11
4.2	Pecletovo číslo	12
5	Depozice vláknových částic	14
5.1	Výpočet střední a maximální rychlosti proudění	14
5.1.1	Střední rychlost	14
5.1.2	Maximální rychlost	14
5.2	Difuze	15
5.2.1	Výsledné grafy	17
5.3	Sedimentace	18
5.3.1	Odvození účinnosti depozice způsobené sedimentací	18
5.3.2	Sedimentace vláknových částic	21
5.3.3	Výsledné grafy	23
5.4	Impakt	24
5.4.1	Výsledné grafy	25
6	Výpočet jednotlivých mechanismů depozice pro různé režimy dýchání	26
6.1	Srovnání pro difuzi	26
6.2	Srovnání pro sedimentaci	27
6.3	Srovnání pro impakt	28
7	Závěr	29
	Literatura	30

Kapitola 1

Úvod

V dnešní moderní době, kdy se více dbá na technický pokrok než na kvalitu životního prostředí, je jasné, že se v ovzduší vyskytuje značná míra znečištění. Mikroskopické částice znečišťující ovzduší jsou všude kolem nás, proto je prakticky nemožné se jakýmkoliv způsobem vyvarovat jejich vdechování a následnému usazování v dýchacím traktu. Plíce bohužel nedokáží efektivně tyto částice odstranit. Obecně se předpokládá, že plicní nemoci jsou právě výsledkem neschopnosti plic účinně odstranit usazené částičky.

Usazování částic v lidském dýchacím traktu je velice komplikovaný proces, z důvodu postupného větvení dýchacích cest a změn orientací jednotlivých průchodů. Usazovat se mohou částice různých tvarů, hlavní dva tvary jsou: sférické částice a vlákna, která se liší od kulových částic vyšší hodnotou poměru délky částice vzhledem k průměru částice.

Mnoho prací se zabývá usazováním sférických částic v dýchacích cestách, pro jejichž výpočet již existují odvozené vzorce účinnosti depozice pro jednotlivé mechanismy. Tato práce se však zaměří na depozici vláknových částic na bázi skla a to prostřednictvím: difuze, sedimentace a impaktu.

Existují dva hlavní přístupy, jak lze usazování částic v dýchacím traktu zkoumat. První z nich je experimentální, kdy se studuje účinnost depozice z plicní tkáně mrtvých živočichů, popř. se provádí pokusy, které mají složitý průběh. Další je matematický model, který se snaží svými výpočty co nejvíce přiblížit reálně zjištěným výsledkům.

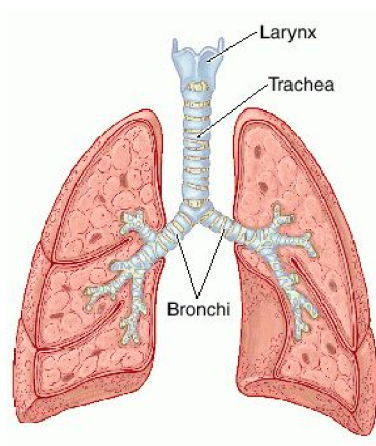
V této práci se budeme zabývat matematickými postupy, které budeme aplikovat na zjednodušené modely pro usazování částic, na kterých budeme modelovat jednotlivé vybrané účinnosti depozice.

Kapitola 2

Cíle bakalářské práce

Cílem bakalářské práce je objasnit různé mechanismy depozice a jejich účinnost pro vláknové částice v jednoduchém laminárním proudění v přímé, pro případ potřeby výpočtu impaktu v zahnuté, válcové trubce, která by měla simulovat tracheu (trubice, která spojuje pharynx a larynx s plicemi) pomocí řešení pro ODF – Orientation distribution function z Fokkerovy-Planckovy rovnice.

Jednotlivé kroky řešení zahrnují implementaci Peterlinova analytického řešení pro výpočet ODF, výpočet vstupních parametrů pro různé mechanismy depozice a následné řešení účinnosti depozice pro různé mechanismy depozice. K výpočtům bude používán program MATLAB. Vypracovaný program na výpočet a vykreslení grafů jednotlivých účinností je součástí práce v podobě CD.



Obrázek 2.1: Trachea [1]

Kapitola 3

Základní pojmy

Pro snadnější orientaci v dané problematice je nutné se orientovat v následujícím názvosloví.

3.1 Proudění

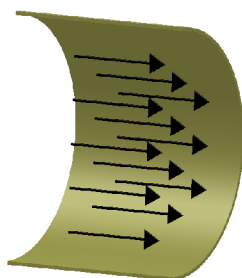
Proudění je pohyb kapaliny, při kterém se jednotlivé částice kapaliny posouvají ve směru proudu a přitom vykonávají svůj neuspořádaný pohyb. Můžeme ho dělit na *laminární* a *turbulentní* proudění. Zda půjde o laminární nebo turbulentní proudění určuje hodnota Reynoldsova čísla:

$$Re = \frac{v * L}{\nu}, \quad (3.1)$$

kde $v[m s^{-1}]$ je rychlost proudění, $L[m]$ je charakteristický rozměr a $\nu[m^2 s^{-1}]$ je kinematická viskozita. V této práci se budeme zabývat laminárním prouděním, jak již bylo zmíněno.

3.1.1 Laminární proudění

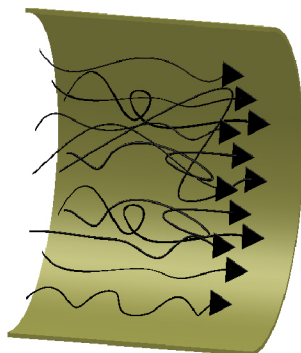
V případě, že se jednotlivé částice posouvají ve směru proudění v rovnoběžných vrstvách, tzv. proudnicích, a nedochází k jejich míšení, mluvíme o *laminárním proudění*. Hraniční hodnota *Reynoldsova čísla* pro *laminární proudění* bývá uváděna jako 2320. Nabývá-li *Reynoldsovo číslo* hodnoty menší než 2320, pak se jedná o *laminární proudění*.



Obrázek 3.1: Laminární proudění.

3.1.2 Turbulentní proudění

Jestliže se jednotlivé vrstvy (proudnice) navzájem promíchávají a kromě posuvného pohybu konají částice i složitý vlastní pohyb, pak se jedná o *turbulentní proudění*. Dané proudění navíc není stacionární, protože se rychlosti jednotlivých částic mění. Pro *turbulentní proudění* jsou typická vysoká *Reynoldsova čísla*, kritická hodnota bývá uváděna 2320 a výše (někdy dokonce až 4000 a výše).



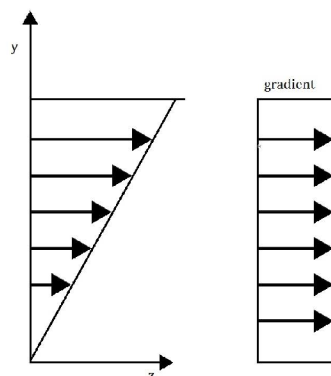
Obrázek 3.2: Turbulentní proudění.

3.2 Rychlostní profily proudění

V této podkapitole bude uvedeno několik typů rychlostních profilů jak ve 2D tak ve 3D, které budeme dále využívat.

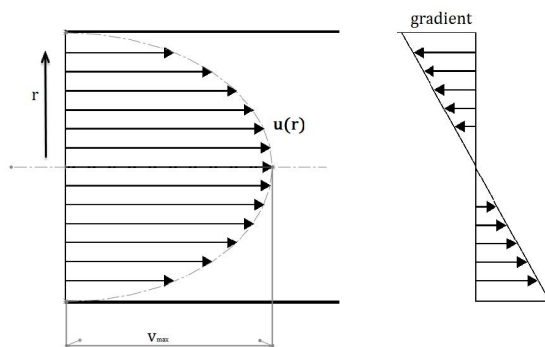
3.2.1 Rychlostní profily ve 2D

První profil, který zmíníme, bude Couettův profil, který má zápis $\vec{u} = (0, 0, qy)$ a jeho gradient je konstantní.



Obrázek 3.3: Couettův rychlostní profil a gradient.

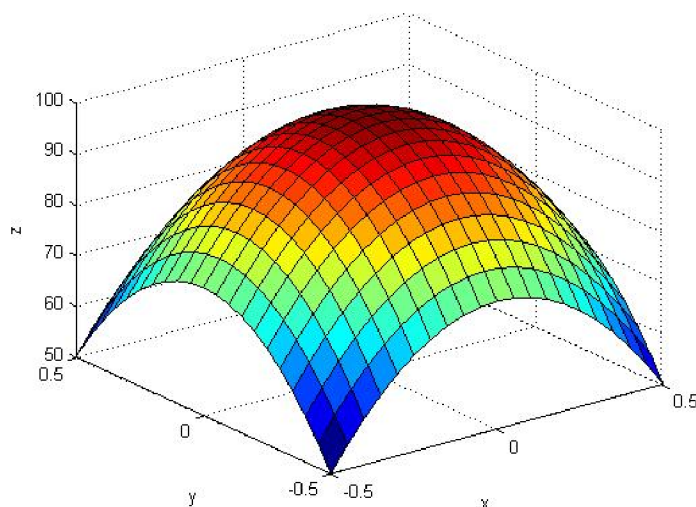
Další profil je parabolický se zápisem $u(r) = v_{max} \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right)$, který má maximální rychlost v_{max} uprostřed trubky a nulovou na stěně, jeho gradient je lineární.



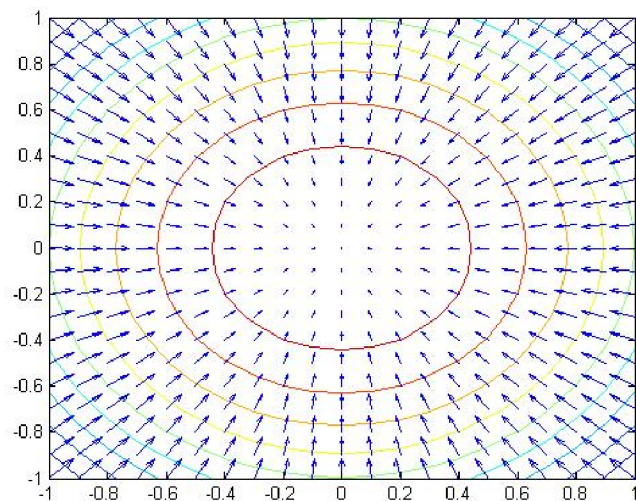
Obrázek 3.4: Parabolický profil a jeho gradient.

3.2.2 Rychlostní profil ve 3D

V trojrozměrném prostoru nás bude hlavně zajímat parabolický profil, jehož zápis je $\vec{u} = \left(0, 0, v_{max} \left(1 - \left(\frac{x}{R}\right)^2 - \left(\frac{y}{R}\right)^2\right)\right)$.



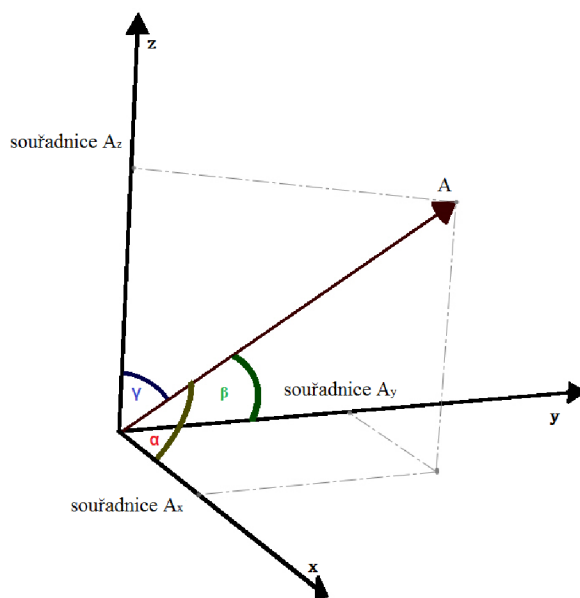
Obrázek 3.5: Parabolický profil ve 3D.



Obrázek 3.6: Znáznornění gradientu parabolického profilu.

3.3 Směrové kosiny

Pomocí směrových vektorů lze vyjádřit směr vektoru. Jedná se o kosinové funkce úhlů, které svírá daný vektor se souřadnými osami x , y a z .



Obrázek 3.7: Směrové kosiny.

Pro směrové kosiny tedy platí:

$$\begin{aligned}\cos \alpha &= \frac{A_x}{A} \\ \cos \beta &= \frac{A_y}{A} \\ \cos \gamma &= \frac{A_z}{A}.\end{aligned}\tag{3.2}$$

$$(\cos \alpha)^2 + (\cos \beta)^2 + (\cos \gamma)^2 = 1.\tag{3.3}$$

Kapitola 4

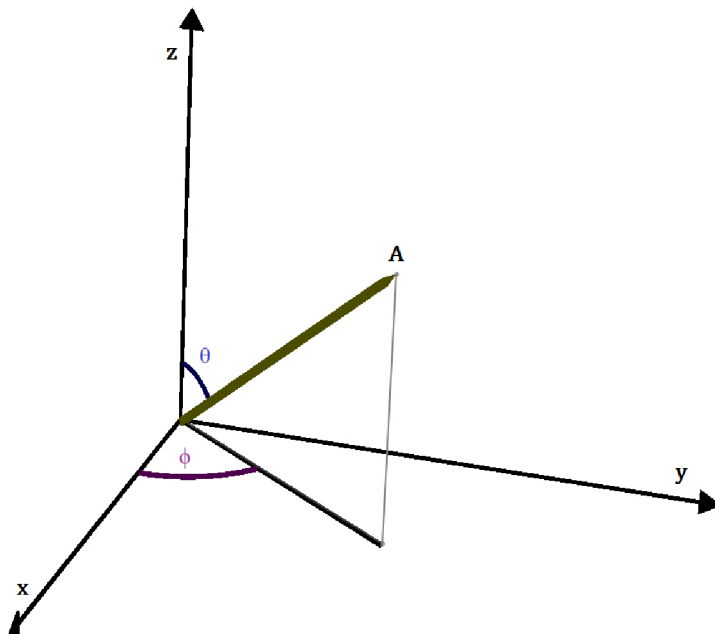
Fokker-Planckova rovnice

Depozice vláknových částic v plicích je spojena s orientací částic, která respektuje směr proudění. Orientaci částice ovlivňují dva faktory, jejichž kombinace určuje polohu vláknové částice v daném čase. Jedná se o *rychlostní gradient* a *rotační Brownův pohyb částice*, díky němuž částice nahodile mění polohu. Váha jednotlivých faktorů je vyjádřena *typickým gradientem* a *typickým rotačním difuzním koeficientem*. Orientace částice, jež je vyjádřena orientační distribuční funkcí $P(\phi, \theta, t)$, se v závislosti na čase řídí *Fokker-Planckovou rovnicí*:

$$\frac{\partial P}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{\omega} P - r_D \nabla P) = 0 \quad (4.1)$$

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} P(\phi, \theta, t) \sin \theta d\theta d\phi = 1, \quad (4.2)$$

kde $\vec{\omega}$ je úhlová rychlost částice, r_D je Brownův difuzní rotační koeficient a ϕ a θ jsou Eulerovy úhly, které jsou zobrazeny na obrázku 4.1.



Obrázek 4.1: Eulerovy úhly.

4.1 Peterlinovo řešení

Peterlin za předpokladu rovnoměrného proudění vyřešil v článku [2] Fokker-Planckovu rovnici a dostal následující řešení pro ustálený stav:

$$P(\phi, \theta) = \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 + \frac{3\Delta \sin^2 \theta}{1 + \left(\frac{6}{Pe}\right)^2} \left(-\frac{1}{2} \cos 2\phi + \frac{3}{Pe} \sin 2\phi \right) + \frac{\Delta^2}{1 + \left(\frac{6}{Pe}\right)^2} * \left[-\frac{3}{14} (3 \cos^3 \phi - 1) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{9}{560} (35 \cos^4 \theta - 30 \cos \theta + 3) + \frac{15 \sin^4 \theta}{16 \left(1 + \frac{100}{Pe^2}\right)} * \left(\cos 4\phi \left(1 - \frac{60}{Pe^2}\right) - \frac{16}{Pe} \sin 4\phi \right) \right] + \Delta^3 [\dots] \right\}, \quad (4.3)$$

kde

$$\Delta = \frac{\beta^2 - 1}{\beta^2 + 1}, \quad (4.4)$$

β je poměr stran, resp. poměr délky k průměru vlákna a Pe je Pecletovo číslo, kterému se budeme podrobněji věnovat níže.

Řešení rovnice je možné lokálně aplikovat na parabolické proudění v trubce, pro něž je rychlostní gradient funkcí radiální pozice. V tomto případě $P = P(r, \phi, \theta)$, kde r je radiální vzdálenost od osy trubky.

4.1.1 Odvození prvního členu Peterlinova řešení

První člen Peterlinova řešení Fokker-Planckovi rovnice lze odvodit pomocí následujícího vyjádření 4.5, k němuž ve svém článku dospěl E. M. KRUSHKAL a ISIAH GALLILY [3].

$$P = \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 - \frac{\Delta Q_2 (3c^2\theta - 1)}{2 \left(\frac{3}{Pe} + \Delta Q_2\right)} + \frac{3\Delta s^2\theta}{2 \left(\frac{36}{Pe^2} + V_{32}^2\right)} \times \right. \\ \left. \left[\left(\frac{12}{Pe} Q_1 - S_{32} V_{32}\right) c_2 \phi + 2 \times \left(\frac{3}{Pe} S_{32} + Q_1 V_{32}\right) s_2 \phi \right] + \dots \right\}, \quad (4.5)$$

kde význam jednotlivých neznámých je následující:

$$Q_1 = \frac{1}{2} (W_{22} - W_{33}), \quad (4.6)$$

$$Q_2 = \frac{1}{2} (W_{22} + W_{33} - 2W_{11}), \quad (4.7)$$

$$V_{ik} = W_{ik} - W_{ki}, \quad (4.8)$$

$$S_{ik} = W_{ik} + W_{ki}, \quad (4.9)$$

$$W_{ik} = \frac{\partial u_i}{\partial x_k}. \quad (4.10)$$

$$c_m \theta = \cos m\theta, \quad c^m \theta = \cos^m \theta, \quad (4.11)$$

$$s_m \theta = \sin m\theta, \quad s^m \theta = \sin^m \theta. \quad (4.12)$$

To samé platí pro ϕ .

Pro Couettovo proudění $\vec{u} = (0, 0, qy)$, kdy nenulovým členem je pouze W_{32} , se řešení shoduje s prvním členem Peterlinova řešení [2], což je ukázáno v následujícím výpočtu. Typický gradient pro tento případ je q .

$$\begin{aligned}\vec{x} &= (x_1, x_2, x_3) = (x, y, z), \\ \vec{u} &= (u_1, u_2, u_3), \\ \vec{u} &= (0, 0, qy), \\ W_{32} &= \frac{\partial u_3}{\partial y} = q, \\ V_{32} &= W_{32} - W_{23} = q, \\ S_{32} &= W_{32} + W_{23} = q, \\ Q_1 &= 0, \\ Q_2 &= 0,\end{aligned}$$

Po dosazení a jednotlivých úpravách vyjde:

$$P = \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 + \frac{3\Delta \sin^2 \theta}{\left(\frac{6}{Pe}\right)^2 + 1} \left(-\frac{1}{2} \cos 2\phi + \frac{3}{Pe} \sin 2\phi \right) \right\},$$

což je první člen Peterlinova řešení 4.3 [2].

4.2 Pecletovo číslo

Pecletovo číslo udává poměr mezi konvekcí (síla od gradientu proudění) a difúzí (síla od Brownova pohybu). Rotační Pecletovo číslo, které se vyskytuje v Peterlinově řešení je definováno v [4] jako

$$Pe = \frac{G}{r_D}, \quad (4.13)$$

kde G je typický rychlostní gradient a r_D je rotační difuzní koeficient, který je vymezen následovně

$$r_D = B_\omega kT, \quad (4.14)$$

kde k je Boltzmanova konstanta a T je absolutní teplota. B_ω je úhlová pohyblivost vlákna kolem osy rotace. Pro protáhlý rotující elipsoid, jej odvodil Gans [5],

$$B_\omega = \frac{3 \left[\frac{2\beta^2-1}{\sqrt{\beta^2-1}} \ln(\beta + \sqrt{\beta^2-1}) - \beta \right]}{2\pi\mu d_f^3 (\beta^4 - 1)}, \quad (4.15)$$

kde μ je dynamická viskozita a d_f menší z průměrů částice.

Pro parabolické proudění v trubce (3D proudění) bude výpočet typického rychlostního gradientu r_D vycházet z rovnice rychlosti $u_3 = v_{max} \left(1 - \left(\frac{x}{R} \right)^2 - \left(\frac{y}{R} \right)^2 \right)$. Pro zjednodušení si rovnici napíšeme v polárních souřadnicích

$$x = r \cdot \cos \phi$$

$$y = r \cdot \sin \phi,$$

po dosazení do rovnice rychlosti nám vyjde

$$u_3 = v_{max} \left(1 - \left(\frac{r \cdot \cos \phi}{R} \right)^2 - \left(\frac{r \cdot \sin \phi}{R} \right)^2 \right),$$

což po úpravách dá rovnici

$$u(r) = v_{max} \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right).$$

Jak vidíme jedná se o rovnici parabolického proudění ve 2D. V rovnici 4.13 je třeba k výpočtu Pecletova čísla typický rychlostní gradient, který získáme zderivováním zjednodušené rovnice podle r

$$\frac{\partial u(r)}{\partial r} = \frac{-2v_{max}r}{R}.$$

Typický rychlostní gradient je tedy

$$r_D = \frac{-2v_{max}r}{R}. \quad (4.16)$$

Z důvodu přepisu na polární souřadnice a následného zjednodušení rychlostního profilu do 2D, je nutné v případě integrace (jež je nutná při výpočtu depozice částic) tuto změnu náležitě zohlednit, rovnice pro integraci budeme násobit výrazem $2\pi r$, který zjednodušený 2D případ rozšíří na 3D.

Kapitola 5

Depozice vláknových částic

Depozice částic je velice složitý proces, jak již bylo dříve zmíněno, tato práce se bude zabývat detailněji depozicí vláknových částic, která jsou specifická vyšší hodnotou β , což značí poměr délky k průměru vlákna. Vlákno se může usazovat v plicích pomocí různých mechanismů zahrnujících: *difuzi*, *sedimentaci*, *impakt* a *intercepci*. Podrobněji se budeme věnovat prvním třem uvedeným způsobům depozice, pro které byla účinnost usazení odvozena pouze pro sférické částice. Výpočty je však možné rozšířit i pro vláknové částice za předpokladu uvažování orientace jednotlivých částic [4]. Následující texty, týkající se jednotlivých mechanismů depozice (difuze, sedimentace, impakt) čerpají převážně z článků [6] a [4].

5.1 Výpočet střední a maximální rychlosti proudění

Střední a maximální rychlost proudění budeme počítat pro průtok vdechovaného množství vzduchu $30l/min$, což odpovídá střednímu režimu dýchání, tj. tzv. lehká aktivita. Průměr trachei budeme brát $15mm$. Následné mechanismy depozice budou počítány se stejnými parametry, pokud nebude uvedeno jinak.

5.1.1 Střední rychlost

Ve výpočtu budeme vycházet z rovnice kontinuity pro stlačitelné tekutiny

$$\dot{m} = \frac{SU}{v}, \quad (5.1)$$

kde \dot{m} je hmotnostní průtok v $[\frac{kg}{s}]$, U je střední rychlost proudění, kterou chceme zjistit v $[\frac{m}{s}]$ a v je měrný objem v $[\frac{m^3}{kg}]$. Z rovnice 5.1 si vyjádříme střední rychlost

$$U = \frac{v\dot{m}}{S},$$

kde $v\dot{m}$ odpovídá hodnotě objemového průtoku v $\frac{m^3}{s}$. Po dosazení vyjde střední rychlost proudění $U \doteq 2,83\frac{m}{s}$.

5.1.2 Maximální rychlost

K výpočtu maximální rychlosti budeme využívat vzorec pro element objemového průtoku

$$dQ = u(r) \cdot 2\pi r dr, \quad (5.2)$$

kde Q je objemový průtok v $[\frac{m^3}{s}]$, $u(r)$ je 2D parabolický profil rychlosti v $[\frac{m}{s}]$ a r je poloměr v $[m]$. Výpočet je následující

$$dQ = v_{max} \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \cdot 2\pi r dr$$

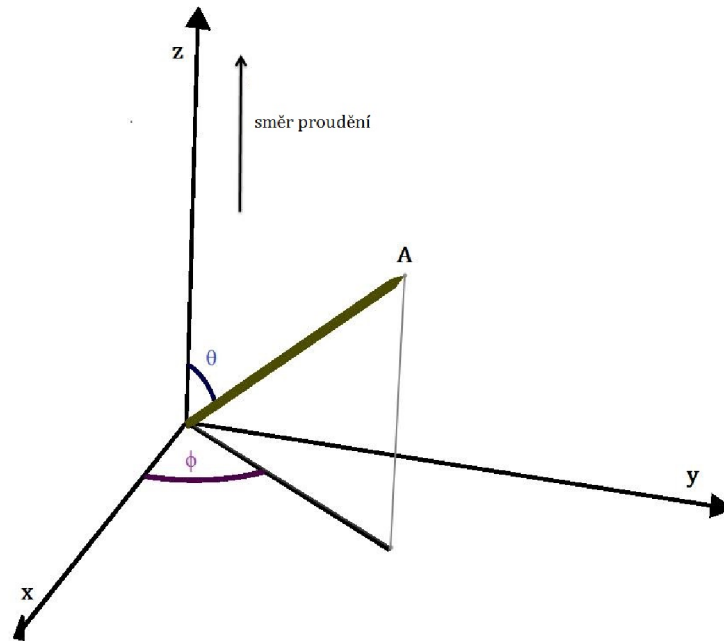
$$Q = \int_0^R v_{max} \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \cdot 2\pi r dr$$

$$Q = \frac{1}{2}\pi R^2 v_{max}$$

$$v_{max} = \frac{2Q}{\pi R^2} \doteq 5,66 \frac{m}{s}.$$

5.2 Difuze

Mechanismem difuze se usazují spíše menší částice, je možné je nalézt v celých plicích. Pro výpočet budeme uvažovat směr proudění ve směru osy z , jak je znázorněno na obrázku 5.1.



Obrázek 5.1: Směr proudění.

Účinnost depozice způsobenou difuzí pro kulové částice v parabolickém proudění odvodil Ingham v článku [7]. Vztah je následující

$$\eta_d = \left\{ 1 - 0,819e^{-14.63\Lambda} - 0.097e^{-89.22\Lambda} - 0.0325e^{-228\Lambda} - 0.0509e^{-125.9\Lambda^{\frac{2}{3}}} \right\}, \quad (5.3)$$

kde

$$\Lambda = \frac{Lt_D}{4UR^2},$$

ve které je L délka trachei a R její poloměr, pro naše výpočty budeme brát délku 150mm a poloměr 7.5mm , U je střední rychlost v plicích a t_D je translační difuzní koeficient částice. Rovnice 5.3 může být použita pro vlákna v případě, že využijeme vhodné vyjádření právě pro tento koeficient, které odvodil Asgharian et al. [8] a je následující

$$t_D = kT \int_{r=0}^R \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} \frac{C_F(d_e)P(r, \phi, \theta)}{f^\circ} \sin \theta d\theta d\phi dr, \quad (5.4)$$

kde $P(r, \phi, \theta)$ je orientační distribuční funkce částice v ustáleném stavu (Peterlinovo řešení [2]), k je Boltzmanova konstanta, která má hodnotu $1,380662 \cdot 10^{-23} \text{J} \cdot \text{K}^{-1}$ a T je absolutní teplota, budeme počítat s teplotou 309.15K , což odpovídá 36°C , r je zde bráno jako radiální vzdálenost od osy trubice a f° je odpor na jednotku rychlosti v režimu kontinua, který je možné vypočítat podle následujícího vztahu

$$f^\circ = \frac{3\pi\mu}{\left(\frac{\sin^2\theta}{d_{f\perp}} + \frac{\cos^2\theta}{d_{f\parallel}}\right)}, \quad (5.5)$$

kde μ je dynamická viskozita v $[\text{Pa} \cdot \text{s}]$ a $d_{f\perp}$ popř. $d_{f\parallel}$ nadefinujeme později. C_F ve vzorci 5.4 je označení pro Cunninghamův korekční faktor, který je dán výrazem

$$C_F = 1 + Kn \left[A + B e^{-\frac{C}{Kn}} \right]. \quad (5.6)$$

A, B, C v rovnici 5.6 jsou konstanty, jejichž hodnoty pro pevné částice nabývají hodnot $A = 1,142$ $B = 0,558$ a $C = 0,999$ [9]. Kn je Knudsenovo číslo, definováno jako

$$Kn = \frac{2\lambda}{d_e}, \quad (5.7)$$

kde λ je volná dráha molekul, která se vypočítá podle následujícího vztahu

$$\lambda = \frac{\mu}{p} \left(\frac{\pi r_s T}{2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5.8)$$

p je tlak (ve výpočtech budeme brát atmosférický) a r_s je specifická plynová konstanta, která je pro vlhký vzduch s relativní vlhkostí 95% $296.7 \frac{\text{J}}{\text{kgK}}$. d_e uvedené v rovnici 5.7 je ekvivalentní průměr pro korekci skluzu a vypočítá se podle následující rovnice

$$\frac{d_e}{d_f} = \frac{1.7 d_f \beta \left(\frac{\sin^2\theta}{d_{f\perp}} + \frac{\cos^2\theta}{d_{f\parallel}} \right)}{6\pi \left(\frac{\sin^2\theta}{11.18} + \frac{\cos^2\theta}{4.59} \right)}, \quad (5.9)$$

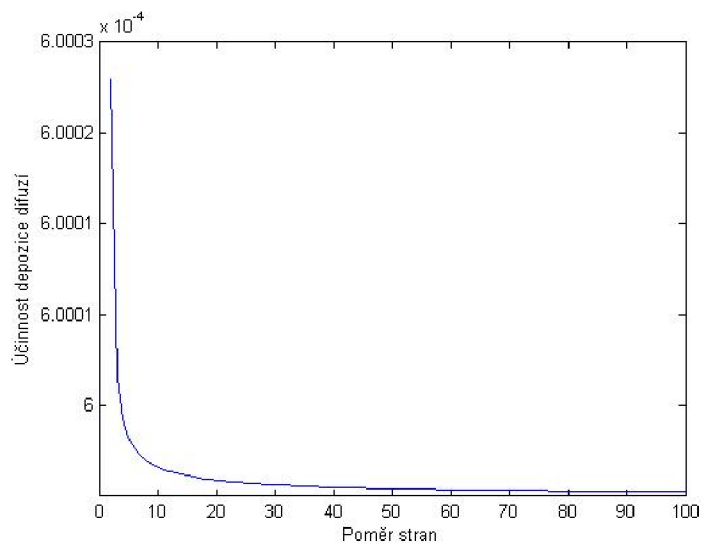
kde $d_{f\parallel}$ a $d_{f\perp}$ jsou Stokesovy průměry pro případ, že polární osa částice je rovnoběžná nebo kolmá ke směru pohybu. Stokesův průměr je definován jako průměr kulové částice, která má stejný odpor jako daná částice ve spojitém režimu. Vyjádření pro jednotlivé průměry (odvozeny Oseenem [10]) jsou následující

$$d_{f\parallel} = \frac{\frac{4}{3}(\beta^2 - 1)d_f}{\frac{2\beta^2 - 1}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln \left(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1} \right) - \beta} \quad (5.10)$$

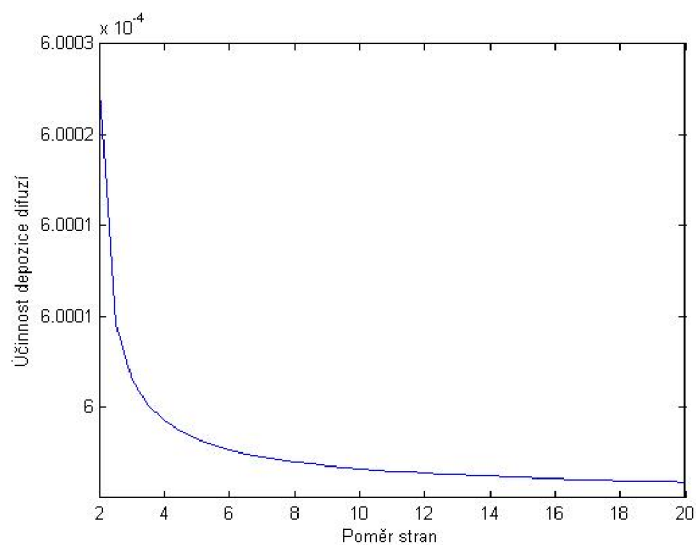
$$d_{f\perp} = \frac{\frac{8}{3}(\beta^2 - 1)d_f}{\frac{2\beta^2 - 3}{\sqrt{\beta^2 - 1}} \ln \left(\beta + \sqrt{\beta^2 - 1} \right) + \beta}. \quad (5.11)$$

5.2.1 Výsledné grafy

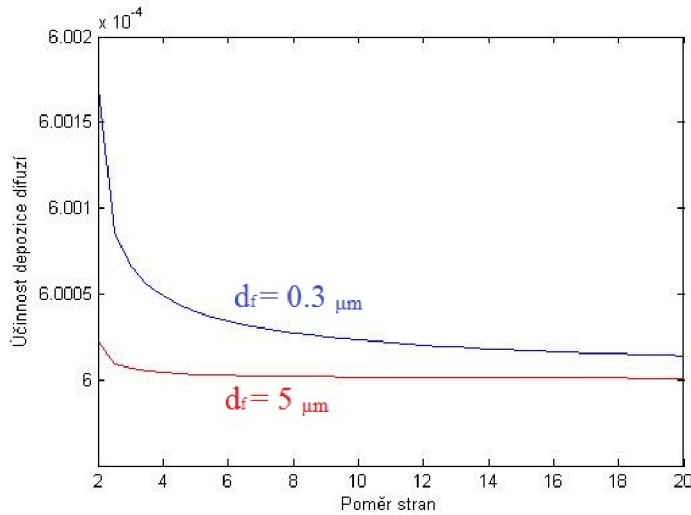
Pomocí programu MATLAB byly naprogramovány a vykresleny grafy zachycující hodnoty účinností depozice difuzí v závislosti na hodnotách β .



Obrázek 5.2: Účinnost depozice difuzí pro vlákna s $d_f = 5\mu m$.



Obrázek 5.3: Detail účinnosti depozice difuzí pro vlákna s $d_f = 5\mu m$.



Obrázek 5.4: Srovnání účinnosti depozice difuzí pro vlákna s $d_f = 0,3\mu m$ a $d_f = 5\mu m$.

Z jednotlivých grafů je zjevné, že účinnost depozice difuzí je vyšší u částic, které jsou svým tvarem bližší kulovým částicím (nízká hodnota β), hodnota účinnosti depozice klesá s rostoucím β a to přibližně exponenciálně. Dále ze srovnání v grafu 5.4 můžeme vyvodit, že depozice difuzí má větší vliv na částice s menším d_f .

5.3 Sedimentace

Sedimentace je způsob usazování, který se děje hlavně vlivem gravitační síly a vlastní tíhy částice. Vzorec pro účinnost depozice kulových částic způsobené právě sedimentací byl odvozen Pichem v [11].

5.3.1 Odvození účinnosti depozice způsobené sedimentací

V této kapitole bude uvedeno odvození účinnosti sedimentace kulových částic pro vodorovnou trubku s kruhovým průřezem, které sestavil Pitch [11].

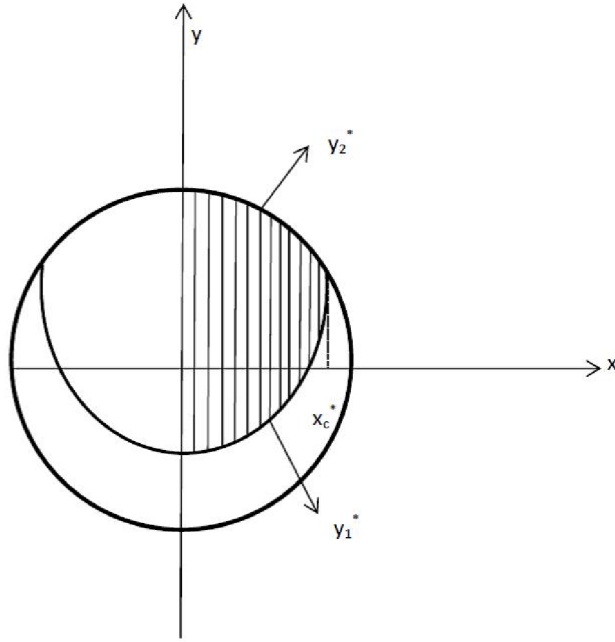
Zanedbáním setrvačných a náhodných sil dostaneme pohybovou rovnici Stokesovy částice

$$\vec{V} = \vec{U} + B\vec{F}, \quad (5.12)$$

kde \vec{V} je vektor rychlosti částice, \vec{U} je rychlost proudění, B je pohyblivost částice (pro Stokesovu částici je $B = \frac{1}{6}\pi\mu r$, kde μ je dynamická viskozita a r poloměr částice) a \vec{F} je externí síla, v tomto případě budeme uvažovat sílu gravitační. V bezrozměrné formě a kartézských souřadnicích můžeme rovnici 5.12 přepsat do následujícího stavu

$$\begin{aligned} \frac{dx^*}{dt^*} &= u_x^* + \frac{B}{\bar{U}} F_x \\ \frac{dy^*}{dt^*} &= u_y^* + \frac{B}{\bar{U}} F_y \\ \frac{dz^*}{dt^*} &= u_z^* + \frac{B}{\bar{U}} F_z, \end{aligned} \quad (5.13)$$

kde x^* , y^* a z^* jsou bezrozměrné kartézské souřadnice související s charakteristickým rozměrem kanálu d a to následujícím způsobem $x^* = \frac{x}{d}, y^* = \frac{y}{d}, z^* = \frac{z}{d}$, t^* je bezrozměrný čas dán výrazem $t^* = \frac{\bar{U}t}{d}$ a u_x^* , u_y^* a u_z^* jsou jednotlivé složky bezrozměrného vektoru $\frac{\vec{U}}{\bar{U}}$ a F_x , F_y a F_z jsou složky gravitační síly v kartézském souřadném systému. Pokud budeme znát rozdělení rychlostí u_x^* , u_y^* a u_z^* v kanále, můžeme systém diferenciálních rovnic 5.13 vyřešit a získat tak limitní trajektorie, které rozdělují trajektorie částic, které se usadí od trajektorií částic, které projdou kanálem bez usazení. Díky známým limitním trajektoriím můžeme vypočítat účinnost částic, které projdou kanálem a z ní následně účinnost sedimentace. Zvolený souřadný systém pro výpočet je zobrazen na obrázku 5.5. Při výpočtu zanedbáme efekty na vstupu a jako charakteristický rozměr trubky budeme



Obrázek 5.5: Souřadný systém pro depozici v kruhovém kanálu.

uvažovat poloměr trubky r ($d = r$). Rychlosti dané Kochinem et al. v [12] pro tento případ jsou

$$u_x^* = u_y^* = 0, u_z^* = 2(1 - x^{*2} - y^{*2}). \quad (5.14)$$

Jednotlivé složky gravitační síly budou vypadat následovně $F_x = 0$, $F_y = -mg$ a $F_z = 0$. Pohybová rovnice 5.13 přejde na tvar

$$\frac{dx^*}{dt^*} = 0, \frac{dy^*}{dt^*} = -\frac{V_s}{\bar{U}}, \frac{dz^*}{dt^*} = 2(1 - x^{*2} - y^{*2}), \quad (5.15)$$

kde $V_s = Bmg$. Z první rovnice ve vyjádření 5.15 je vidět, že $x^* = konst.$. Eliminací t^* z druhé a třetí rovnice v 5.15 a následnou integrací, obdržíme rovnici

$$y^*(1 - x^{*2}) - \frac{1}{3}y^{*3} = -\frac{V_s}{2\bar{U}}z^* + C, \quad (5.16)$$

kde C je integrační konstanta. Limitní trajektorie se na konci trubky dotýká spodní části trubky. Navíc dochází k pohybu částic v rovinách, což je zapříčiněno tím, že $x^* = konst.$

Tudíž okrajové podmínky pro rovnici 5.16 jsou $z^* = \frac{L}{r}$, $y^* = -(1 - x^{*2})^{\frac{1}{2}}$. Rovnice 5.16 následně přejde na tvar

$$y^*(1 - x^{*2}) - \frac{1}{3}y^{*3} = -\frac{V_s}{2\bar{U}}z^* + \frac{1}{2}\frac{V_s L}{r\bar{U}} - \frac{2}{3}(1 - x^{*2})^{\frac{3}{2}}. \quad (5.17)$$

Pro různé hodnoty x^* průnik křivky 5.17 s rovinou $z^* = 0$ vytvoří křivku $y_1^*(x^*)$, která je limitní trajektorií, odděluje tedy částice, které se usadí a částice, které trubkou projdou. Vyjádření křivky $y_1^*(x^*)$ můžeme dostat v implicitní formě z rovnice 5.17 položením $z^* = 0$. Výsledek je následující

$$y_1^*(1 - x^{*2}) - \frac{1}{3}y_1^{*3} = \frac{1}{2}\frac{V_s L}{r\bar{U}} - \frac{2}{3}(1 - x^{*2})^{\frac{3}{2}}. \quad (5.18)$$

Vzhledem k symetrii dá průsečík křivky y_1^* dané implicitně rovnicí 5.18 s průřezem trubky ($z^* = 0$) dva body se souřadnicemi x_c^* , y_c^* a $-x_c^*$, $-y_c^*$ viz obrázek 5.5. Uvedené souřadnice musí splňovat následující dvě rovnice

$$y_c^*(1 - x^{*2}) - \frac{1}{3}y_c^{*3} = \frac{1}{2}\frac{V_s L}{r\bar{U}} - \frac{2}{3}(1 - x_c^{*2})^{\frac{3}{2}}, \quad x_c^{*2} + y_c^{*2} = 1. \quad (5.19)$$

Řešení systému rovnic 5.19 je

$$x_c^* = \pm(1 - \epsilon^{\frac{2}{3}})^{\frac{1}{2}}, \quad y_c^* = \epsilon^{\frac{1}{3}}, \quad \epsilon = \frac{3}{8}\frac{V_s L}{r\bar{U}}, \quad (5.20)$$

kde se vyjádření pro ϵ shoduje s vyjádřením, které odvodil Fuchs v [13].

Všechny částice nad křivkou y_1^* dané implicitně rovnicí 5.18 projdou skrz trubku a z důvodu symetrie je penetrace P průchozích částic dána výrazem

$$P = \frac{2}{\pi r^2 \bar{U}} \int_0^{x_c} \int_{y_1}^{y_2} u_z dx dy = \frac{2}{\pi} \int_0^{x_c^*} \int_{y_1^*}^{y_2^*} u_z^* dx^* dy^*, \quad (5.21)$$

kde křivka y_2^* je část kruhu viz obrázek 5.5 a proto musí platit $x^{*2} + y_2^{*2} = 1$. Užitím rovnice 5.14, vyjde první integrace následovně

$$P = \frac{4}{\pi} \int_0^{x_c^*} \left\{ [(1 - x^{*2})y_2^* - \frac{1}{3}y_2^{*3}] - [(1 - x^{*2})y_1^* - \frac{1}{3}y_1^{*3}] \right\} dx^*. \quad (5.22)$$

Naštěstí není potřeba explicitní vyjádření y_1^* , využitím rovnice 5.18 a substitucí za y_2^* rovnice 5.22 přejde na

$$P = \frac{16}{3\pi} \int_0^{x_c^*} \left\{ (1 - x^{*2})^{\frac{3}{2}} - \epsilon \right\} dx^*. \quad (5.23)$$

Integrace rovnice 5.23 dá

$$P = \frac{2}{\pi} \left\{ -2x_c^* y_c^{*3} + x_c^* y_c^* + \arcsin x_c^* \right\}. \quad (5.24)$$

Použitím rovnice 5.20 přejde rovnice 5.24 na

$$P = \frac{2}{\pi} \left\{ -2\epsilon \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} + \epsilon^{\frac{1}{3}} \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} + \arcsin \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} \right\}. \quad (5.25)$$

Očekávaná účinnost E souvisí s penetrací P následujícím vztahem $E + P = 1$ a

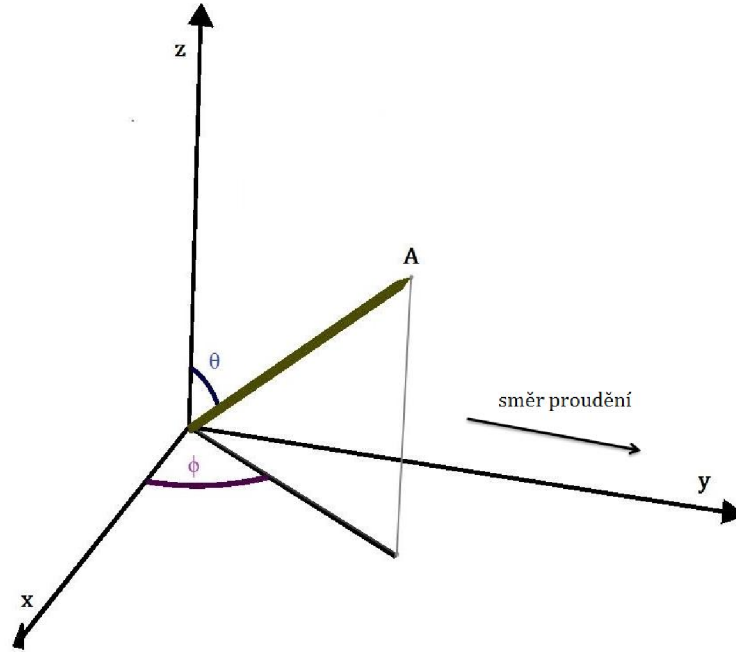
$$\arcsin \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} = \frac{\pi}{2} - \arcsin \epsilon^{\frac{1}{3}},$$

z rovnice 5.25 dostaneme konečné vyjádření účinnosti E

$$E = \frac{2}{\pi} \left\{ 2\epsilon \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} - \epsilon^{\frac{1}{3}} \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} + \arcsin \epsilon^{\frac{1}{3}} \right\}. \quad (5.26)$$

5.3.2 Sedimentace vláknových částic

Pro výpočet účinnosti sedimentace budeme uvažovat směr proudění ve směru osy y , jak je znázorněno na obrázku 5.6. Stejně jako u difuze budeme muset jednotlivé parametry pro výpočet účinnosti sedimentace přepočítat ze sférických na vlákna.



Obrázek 5.6: Směr proudění.

Pro výpočet účinnosti sedimentace sférických částic v horizontální trubce použijeme vztah 5.26 (Pich [11]), jehož odvození jsme si ukázali v předchozí kapitole

$$\eta_s = \frac{2}{\pi} \left\{ 2\epsilon \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} - \epsilon^{\frac{1}{3}} \sqrt{1 - \epsilon^{\frac{2}{3}}} + \arcsin \epsilon^{\frac{1}{3}} \right\}, \quad (5.27)$$

kde

$$\epsilon = \frac{3u_g L}{8UR}, \quad (5.28)$$

ve které je u_g konečná rychlost usazování. V případě, že má kanál úhel sklonu γ modifikujeme rovnici 5.28, tak že nahradíme u_g za $u_g \cos \gamma$. Pro jedno samostatné vlákno, které svírá úhel ψ_s s horizontální přímkou (osa y), je konečná rychlost usazování definována jako

$$u_g = \frac{\rho g d_f^3 \beta C_F(d_e)}{18\mu} \left(\frac{1}{d_{f\parallel}} \sin^2 \psi_s + \frac{1}{d_{f\perp}} \cos^2 \psi_s \right), \quad (5.29)$$

kde ρ je hustota částice (pro sklo $2500 \frac{kg}{m^3}$) a g je gravitační konstanta. Pro výpočet $C_F(d_e)$ se v tomto případě použije ve vzorci 5.9 místo úhlu θ právě již výše zmíněný úhel ψ_s , který je nutno pro další výpočty přepočítat v závislosti na θ a ϕ , kvůli následné integraci. Přepočet se provede pomocí směrových kosinů, které byly definované výše a také pomocí sférických souřadnic, výsledné vyjádření je následující

$$\psi_s = \arccos(\sin \theta \sin \phi). \quad (5.30)$$

Na sestupující částici v její konečné rychlosti působí konstantní síla a současně se mění její rychlost a orientace, což je důsledkem rotace. Proto je střední rychlost usazování počítána podle následujícího vyjádření

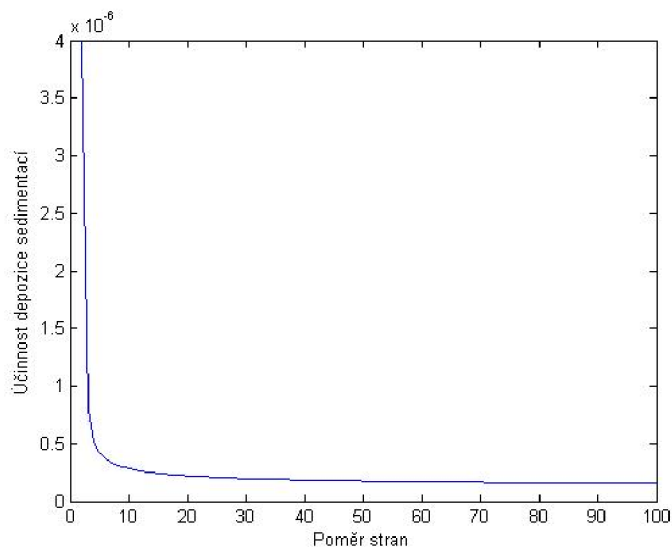
$$\bar{u}_g = \frac{2}{\pi} \int_{\alpha=0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{r=0}^R \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} u_g(\phi, \theta) P(r, \phi, \theta) \sin \theta d\theta d\phi dr d\alpha, \quad (5.31)$$

kde α je úhel mezi horizontální přímkou a přímkou spojující střed částice se středem průřezu plic. Po substituci rovnice 5.31 za u_g v rovnici 5.29 získáme střední účinnost sedimentace vláknů v náhodně orientovaných plicích

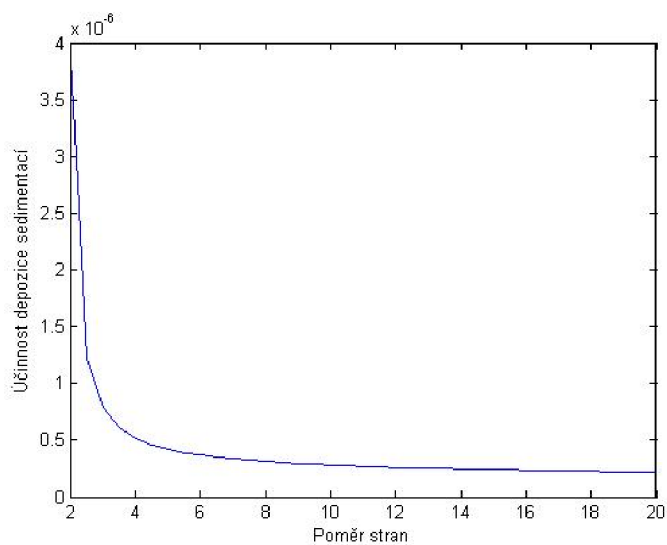
$$\bar{\eta}_s = \int_{\gamma=0}^{\frac{\pi}{2}} \eta_s(\gamma) \cos \gamma d\gamma. \quad (5.32)$$

5.3.3 Výsledné grafy

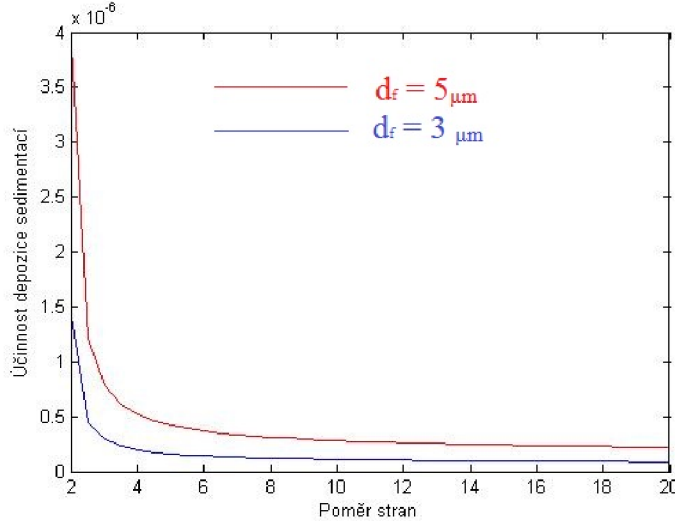
Pomocí programu MATLAB byly naprogramovány a vykresleny grafy zachycující hodnoty účinnosti sedimentace v závislosti na hodnotách β .



Obrázek 5.7: Účinnost depozice sedimentací pro vlákna s $d_f = 5\mu m$.



Obrázek 5.8: Detail účinnosti depozice sedimentací pro vlákna s $d_f = 5\mu m$.



Obrázek 5.9: Srovnání účinnosti depozice sedimentací pro vlákna s $d_f = 3\mu m$ a $d_f = 5\mu m$.

Z jednotlivých grafů je patrné, že sedimentaci podléhají částice, jejichž tvar je bližší sféře, naopak dlouhé vláknové částice s identickým d_f jsou na depozici prostřednictvím sedimentace mnohem méně náchylnější. Postupným zvyšováním d_f (menší z průměrů vlákna) můžeme dosáhnout vyšších hodnot účinnosti depozice, což je zřejmé ze srovnání v grafu 5.9.

5.4 Impakt

K impaktu, dochází v místech rozvětvení plic, kde se náhle mění směr proudění, roli zde hraje setrvačnost částice. Pro výpočet budeme uvažovat směr proudění ve směru osy y , jak je znázorněno na obrázku 5.6. Chan a Yu v [14] odvodili účinnost impaktu pro sférické částice s malým Stokesovým číslem pomocí ohybového modelu

$$\eta_{imp} = 0,768St\theta_b, \quad (5.33)$$

kde θ_b je úhel ohybu a St je Stokesovo číslo, které vyjadřuje setrvačnost částice. Toto vyjádření je možné rozšířit pro vlákna, pokud se ve výpočtu použije průměrné Stokesovo číslo, které bude zohledňovat různé orientace vláknové částice v proudění. Stokesovo číslo pro jedno vlákno, které svírá úhel ψ_i s osou mateřského kanálu rozvětvení, lze vyjádřit následujícím způsobem

$$St = \frac{\rho d_f^3 \beta U C_F}{18\mu R (d_{f\parallel} \sin^2 \psi_i + d_{f\perp} \cos^2 \psi_i)}. \quad (5.34)$$

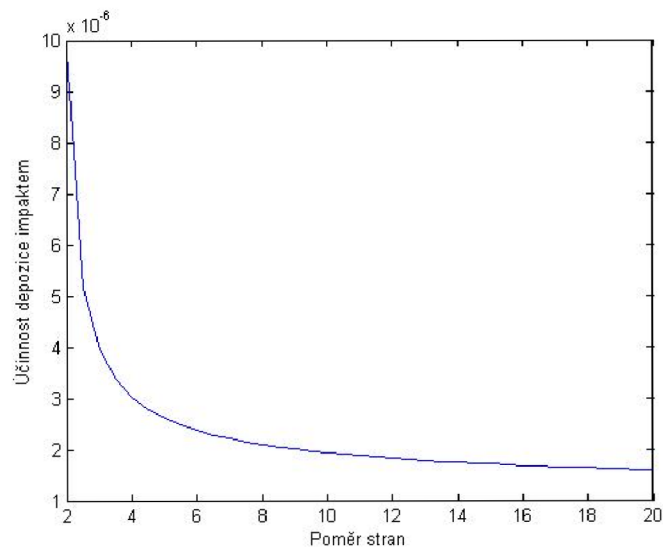
Stejně jako v případě sedimentace je nutné úhel ψ_i (který znova v tomto případě nahradí při výpočtu $C_F(d_e)$ v rovnici 5.9 úhel θ) vyjádřit pomocí úhlů θ a ϕ . Znovu využijeme znalosti směrových kosinů a polárních souřadnic a dojdeme k rovnici 5.30, ve které akorát nahradíme index s indexem i . Průměrné Stokesovo číslo je pak definováno jako

$$\bar{St} = \int_{r=0}^R \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\frac{\pi}{2}} St(\phi, \theta) P(r, \phi, \theta) \sin \theta d\theta d\phi dr. \quad (5.35)$$

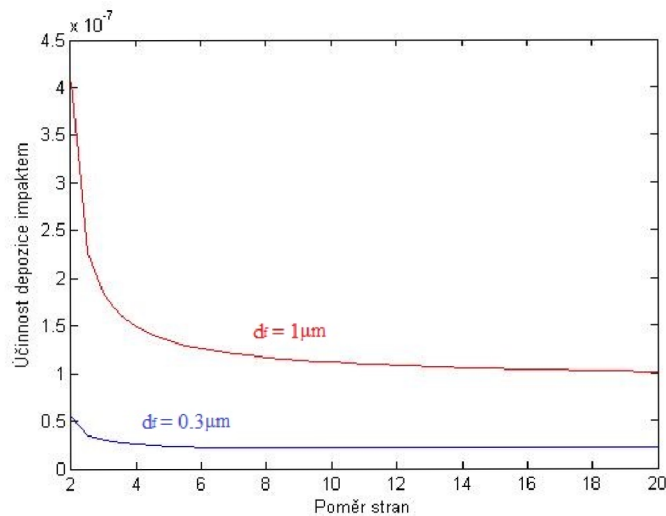
Substitucí \bar{St} z rovnice 5.35 za St v rovnici 5.33 dostaneme účinnost depozice prostřednictvím impaktu pro dělení plic.

5.4.1 Výsledné grafy

Pomocí programu MATLAB byly naprogramovány a vykresleny grafy zachycující hodnoty účinnosti impaktu v závislosti na hodnotách β . Úhel ohybu θ_b byl zvolen $\frac{1}{3}\pi$.



Obrázek 5.10: Účinnost depozice impaktem pro vlákna s $d_f = 5\mu m$.



Obrázek 5.11: Srovnání účinnosti depozice impaktem pro vlákna s $d_f = 1\mu m$ a $d_f = 0,3\mu m$.

Z jednotlivých grafů je zřejmé, že impakt má větší vliv na částice tvarem blízké sféře spíše než na vlákna. Ze srovnání v grafu 5.11 je také zřetelné, že částice s větším d_f jsou mnohem náchylnější k impaktu než částice menší hodnotou d_f , je to způsobeno tím, že větší částice mají vyšší setrvačnost, která má v tomto způsobu usazování nezastupitelnou roli.

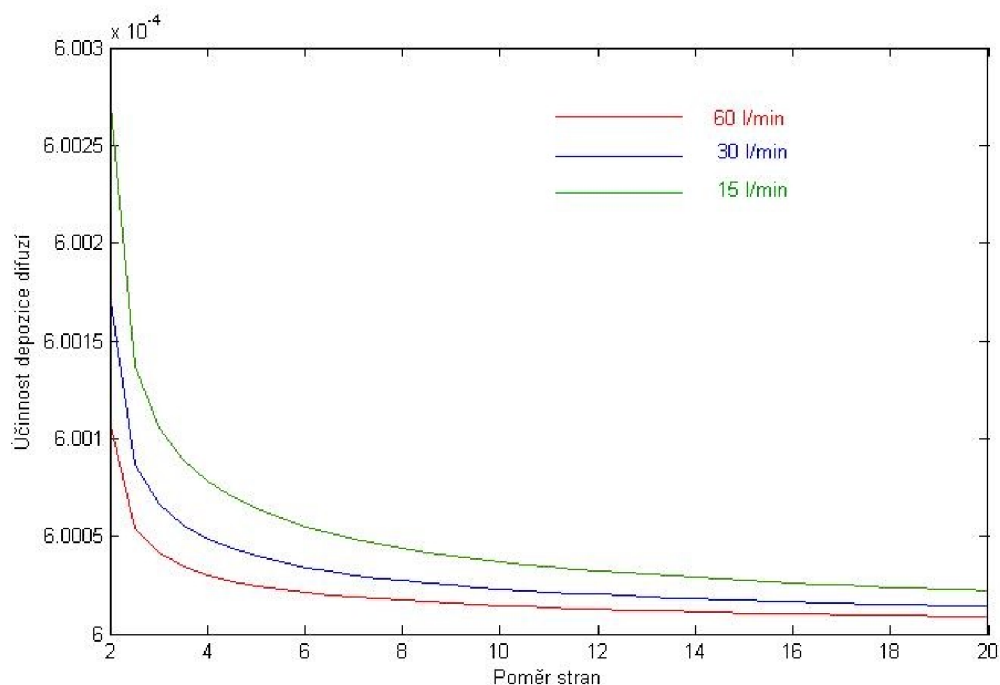
Kapitola 6

Výpočet jednotlivých mechanismů depozice pro různé režimy dýchání

Na závěr uvedeme ještě srovnání různých režimů dýchání pro jednotlivé mechanismy depozice. Konkrétně se bude jednat o tyto režimy: klidovou fyzickou aktivitu s průtokem vdechovaného množství vzduchu 15 l/min , lehkou fyzickou aktivitu s průtokem vdechovaného množství vzduchu 30 l/min a velkou fyzickou aktivitu s průtokem vdechovaného množství vzduchu 60 l/min .

6.1 Srovnání pro difuzi

Následující graf 6.1 zobrazuje průběh jednotlivých režimů dýchání pro účinnost depozice způsobenou difuzí.

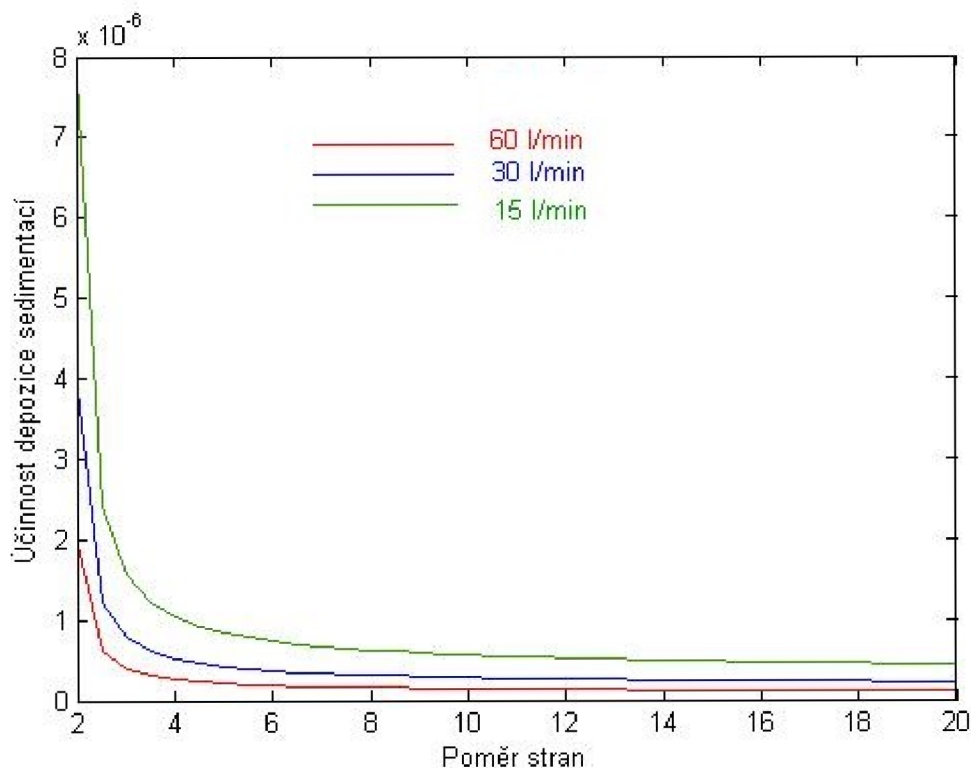


Obrázek 6.1: Srovnání jednotlivých režimů dýchání pro účinnost depozice difuzí částice o velikosti $d_f = 0,3\mu\text{m}$.

Z grafu je patrné, že difuze se projeví více při klidové fyzické aktivitě, částice vdechnuté při velké fyzické aktivitě jsou méně náchylnější vůči depozici zapříčiněné difuzí.

6.2 Srovnání pro sedimentaci

Graf 6.2 zobrazuje průběh jednotlivých režimů dýchání pro účinnost depozice způsobenou sedimentací.

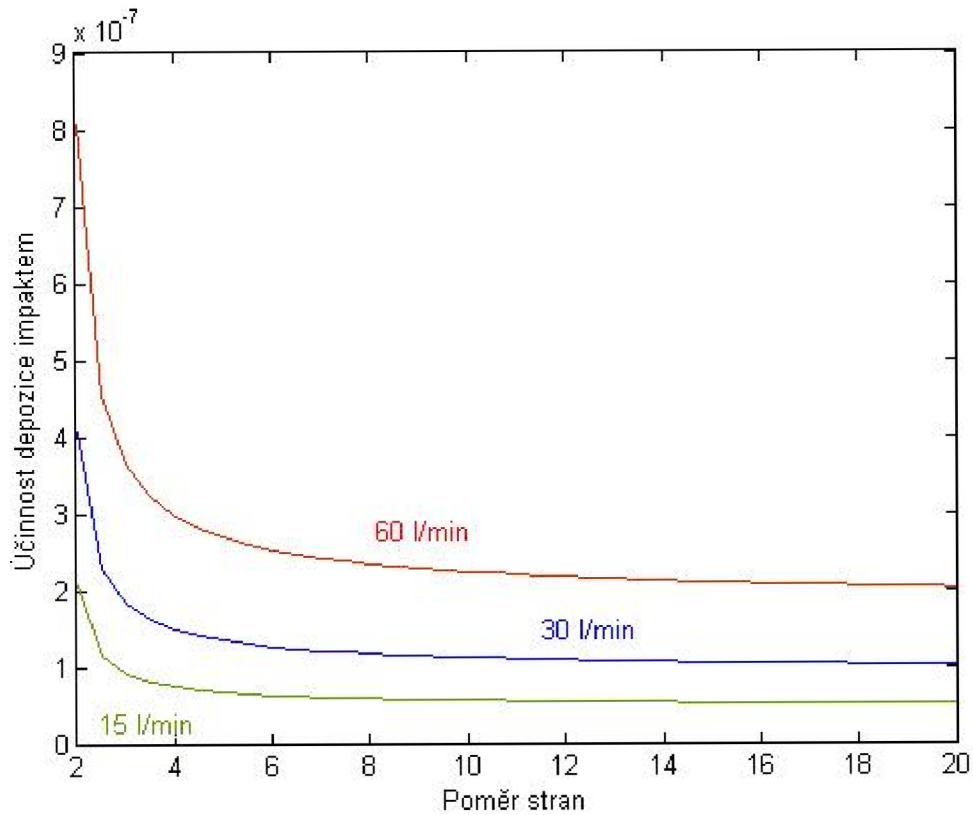


Obrázek 6.2: Srovnání jednotlivých režimů dýchání pro účinnost depozice sedimentací částice o velikosti $d_f = 5\mu m$.

Je zřejmé, že pro sedimentaci platí totéž, co pro difuzi. A to, že se sedimentace objeví spíše při klidové fyzické aktivitě, naopak při zvyšování fyzické aktivity klesá účinnost depozice způsobená sedimentací.

6.3 Srovnání pro impakt

Graf 6.3 zobrazuje průběh jednotlivých režimů dýchání pro účinnost depozice způsobenou impaktem.



Obrázek 6.3: Srovnání jednotlivých režimů dýchání pro účinnost depozice impaktem částice o velikosti $d_f = 1\mu m$.

Z grafu vidíme, že se impakt narozdíl od difuze a sedimentace chová při různých režimech dýchání jinak. Impakt se projeví více při velké fyzické aktivitě, než při lehčí. Významnou roli zde hraje setrvačnost částic a jejich „neschopnost“ kopírovat proudnice vzduchu.

Kapitola 7

Závěr

Cílem práce bylo vymodelování závislostí jednotlivých mechanismů depozice pro vláknové částice a výpočet parametrů k tomu nezbytných. Nad rámec bakalářské práce byla zpracována kapitola, jež uvádí srovnání různých režimů dýchání pro jednotlivé mechanismy depozice.

Vzhledem k tomu, že vzorce pro jednotlivé účinnosti byly odvozeny pro sférické částice, bylo nutné jednotlivé parametry přepočítat pro vlákna s ohledem na různou orientaci částice. Veškeré výpočty a grafy byly vytvořeny v programu MATLAB.

Vzhledem k nastavení vstupních údajů nebylo možné reálně nasimulovat prostředí plic, nejednalo se tedy o kvantitativní, ale spíše o kvalitativní výsledky práce, tedy o průběh jednotlivých závislostí a jejich srovnání. Navíc použitý model byl velice zjednodušený, jednalo se převážně jen o rovnou trubku, popř. zahnutou, což nelze považovat za přesný model plic. Práci je tedy možné použít jako vstupní studii pro následný rozvoj dané problematiky, například zpřesněním údajů a následným dopočítáním reálných hodnot účinnosti depozice pro ještě nerozvětvenou část plic. Další možností jak pokračovat, např. v rámci diplomové práce, je modelování depozice vláknových částic v 3D realistickém modelu dýchacího traktu, který je na pracovišti odboru termomechaniky k dispozici.

Literatura

- [1] Trachea Function. *New Health Guide*. [online]. [cit 2014-05-17]. Dostupné z: <http://www.newhealthguide.org/Trachea-Function.html>.
- [2] PETERLIN, A. Über die Viskosität von verdünnten Lösungen u. Suspensionen in Abhängigkeit von der Teilchenform. *Z. Phys.* 1938, vol. 111, issue 3-4, pp. 232-263. DOI: 10.1007/BF01332211
- [3] KRUSHKAL, E.M. and GALLILY, I. On the Orientation Distribution Function of Nonspherical Aerosol Particles in a General Shear Flow. *Journal of Colloid and Interface Science*. 1984, vol. 99, issue 1, pp. 141-152. DOI:10.1016/0021-9797(84)90094-8.
- [4] ASGHARIAN, B. and YU, C.P. Deposition of Inhaled Fibrous Particles in the Human Lung. *Journal of Aerosol Medicine*. 1988, vol. 1, issue 1, pp. 37-50. DOI:10.1089/jam.1988.1.37.
- [5] GANS, K.R. Zur Theorie der Brownschen Molekularbewegung. *Ann. Physik*. 1928, vol. 391, issue 12, pp. 628-656. DOI: 10.1002/andp.19283911209.
- [6] ASGHARIAN, B., YU, C.P. and GRANDON, L. Diffusion of Fibres in a Tubular Flow. *Aerosol Science and Technology*. 1988, vol. 9, issue 3, pp. 213-219. DOI: 10.1080/02786828808959209.
- [7] INGHAM, D. B. Diffusion of Aerosols from a Stream Flowing through a Cylindrical Tube. *J. Aerosol Science*. 1975, vol. 6, issue 2, pp. 125-132
- [8] ASGHARIAN, B., YU, C.P. and GRANDON, L. Deposition of Fibers in a Tubular Flow. *American Association for Aerosol Research Annual Meeting*, September 14-17, Seattle, WA.
- [9] ALLEN, M.D. and RAABE, O.G. Slip Correction Measurements of Spherical Solid Aerosol Particles in an Improved Milikan Apparatus. *Aerosol Science and Technology*. 1985, vol. 4, issue 3, pp. 269-286. DOI: 10.1080/02786828508959055.
- [10] OSEEN, C.W. *Hydrodynamik*. Leipzig, Akademische Verlag. 1927.
- [11] PICH, J. Theory of Gravitational Deposition of Particles from Laminar Flows in Channels. *J. Aerosol Science*. 1972, vol. 3, issue 5, pp. 351-361.
- [12] KOCHIN, N.E., KIBEL, I.A. and ROZE, N.V. *Theoretical Hydromechanics* (in Russian). Moskva: Gos. izdat. foz. mat. lit., 1963.
- [13] FUCHS, N.A. *The Mechanics of Aerosols*. Oxford: Pergamon Press, 1964.

- [14] CHAN, T.L. and YU, C.P. Charge Effects on Particle Deposition in the Human Tracheobronchial Tree. *Ann. Occup. Hyg.*. 1982, vol. 26, issue 1, pp. 65-75. DOI: 10.1093/annhyg/26.1.65

Příloha A

Zdrojové kódy v MATLABu

Zdrojové texty scriptů a funkcí jsou uloženy ve třech složkách na přiloženém CD.

Diffusion

- Diffusion_1.m

script pro výpočet účinnosti depozice pomocí difuze

- F_Diffusion_1.m

funkce pro výpočet účinnosti depozice pomocí difuze

- Diffusion_Plot.m

script pro vykreslení grafu závislosti účinnosti depozice pomocí difuze na poměru stran částice, dále vykreslí grafy závislosti pro jednotlivé objemové průtoky

Impaction

- Impaction_1.m

script pro výpočet účinnosti depozice pomocí impaktu

- F_Impaction_1.m

funkce pro výpočet účinnosti depozice pomocí impaktu

- Impaction_Plot.m

script pro vykreslení grafu závislosti účinnosti depozice pomocí impaktu na poměru stran částice, dále vykreslí grafy závislosti pro jednotlivé objemové průtoky

Sedimentation

- Sedimentation_1.m

script pro výpočet účinnosti depozice pomocí sedimentace

- F_Sedimentation_1.m

funkce pro výpočet účinnosti depozice pomocí sedimentace

- F_Sedimentation_2.m

funkce pro výpočet účinnosti depozice pomocí sedimentace

- Sedimentation_Plot.m

script pro vykreslení grafu závislosti účinnosti depozice pomocí sedimentace na poměru stran částice, dále vykreslí grafy závislosti pro jednotlivé objemové průtoky