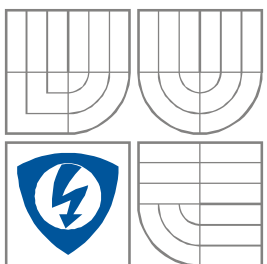


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNologiÍ
ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND
COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC
TECHNOLOGY

ANALÝZA NADZVUKOVÉHO PROUDĚNÍ PLYNU V DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÉ KOMOŘE EREM

ANALYSIS OF THE SUPERSONIC FLOW OF GAS IN THE DIFFERENTIALLY PUMPED
CHAMBER EREM

DIPLOMOVÁ PRÁCE
DIPLOM THESIS

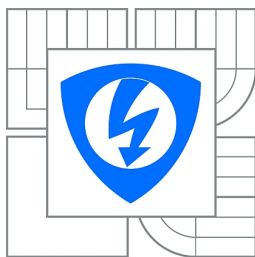
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. Roman Matloch

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. Mgr. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2013



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektrotechnologie

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektrotechnická výroba a management

Student: Bc. Roman Matloch

ID: 106629

Ročník: 2

Akademický rok: 2012/2013

NÁZEV TÉMATU:

**Analýza nadzvukového proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře
elektronového mikroskopu**

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Pomocí systému CAD a CAE (Computer Aided Engineering – počítačová podpora inženýrských prací) vyhodnoťte vliv nadzvukového proudění na tlak a hustotu plynu v dráze primárního svazku elektronů v komoře diferenciálního čerpání u environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu. Vytvořte metodiku výpočtu uplatnitelnou pro nadzvukové proudění v oblasti nízkých tlaků v systému ANSYS CFX.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího diplomové práce.

Termín zadání: 11.2.2013

Termín odevzdání: 30.5.2013

Vedoucí práce: doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

Konzultanti diplomové práce:

prof. Ing. Jiří Kazelle, CSc.
Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

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

ABSTRAKT

V práci bude nejprve stručně popsána problematika elektronové mikroskopie a fyzikální model proudění tekutiny. Následně předložená diplomová práce se bude zabývat analýzou a vyhodnocením vlivu nadzvukového proudění na tlak a hustotu v dráze primárního svazku elektronů v komoře diferenciálního čerpání. Jako nástroje pro analýzu, vyhodnocení a prozkoumání dané problematiky budou použity systémy CAD a CAE (Computer Aided Engineering - počítačová podpora inženýrských prací). Současně bude vytvořena metodika výpočtu uplatnitelná pro nadzvukové proudění v oblasti nízkých tlaku v systému ANSYS CFX.

KLÍČOVÁ SLOVA: CAD, CAE (počítačová podpora inženýrských prací), elektronový mikroskop, dýza, diferenciální čerpání, rázová vlna, nadzvukové proudění

ABSTRACT

This work describes briefly electron microscopy issue and physical model of fluid flow. Then presented diploma thesis will be describing analysis and evaluation of the impact of supersonic flow on the pressure and density in the path of the primary electron beam in the differential pumping chamber. For analysis, evaluation and examination of the issue will be used CAD and CAE (Computer Aided Engineering) programs. At the same time it will be developed a methodology of calculation applicable to supersonic flow in the low pressure system at ANSYS CFX.

KEY WORDS: CAD, CAE (Computer Aided engineering works), electron microscope, nozzle, differential pumping, shock wave, supersonic flow

Bibliografická citace práce:

MATLOCH, R. ANALÝZA NADZVUKOVÉHO PROUDĚNÍ PLYNU V DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÉ KOMOŘE ELEKTRONOVÉHO MIKROSKOPU. BRNO: VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ, FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ, 2013. 77 s. VEDOUCÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE DOC. ING. JIŘÍ MAXA, PH.D.

.

Prohlášení

Prohlašuji, že svojí diplomovou práci na téma Analýza nadzvukového proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře EREM jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího semestrálního projektu a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedeného diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 26. dubna 2013

.....
podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Jiřímu Maxovi, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování práce.

V Brně dne 26. dubna 2013

.....
podpis autora

OBSAH

ÚVOD	12
1 MIKROSKOPIE	13
1.1 HISTORIE MIKROSKOPIE	13
1.1.1 OPTICKÁ A TRANSMISNÍ ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE	13
1.1.2 RASTROVACÍ ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE	14
1.2 PRINCIP RASTROVACÍHO ELEKTRONOVÉHO MIKROSKOPU	14
1.2.1 ENVIRONMENTÁLNÍ RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP (EREM)	15
1.2.2 ENVIRONMENTÁLNÍ RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP TYPU AQUASEM	15
2 DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÁ KOMORA	17
3 FYZIKÁLNÍ MODEL PROUDĚNÍ TEKUTINY	19
3.1 DYNAMIKA TEKUTIN	19
3.2 MACHOVO ČÍSLO	20
3.2.1 ŠÍŘENÍ ZVUKOVÝCH VLN PŘI POHYBU ZDROJE TLAKOVÉ PORUCHY	21
3.2.2 HUGONIOTŮV TEORÉM	21
3.2.3 KOLMÁ (PŘÍMÁ) RÁZOVÁ VLNA	22
3.2.4 ŠIKMÁ RÁZOVÁ VLNA	22
3.3 MATEMATICKÝ MODEL PROUDĚNÍ SKUTEČNÝCH KAPALIN	22
3.3.1 TURBULENTNÍ PROUDĚNÍ	23
3.4 ROVNICE KONTINUITY	24
3.5 NAVIEROVA-STOKESOVA ROVNICE	24
3.6 ROVNICE ZACHOVÁNÍ ENERGIE	24
3.7 METODA KONEČNÝCH OBJEMŮ	24
3.7.1 PROSTOROVÉ PRVKY METODY KONEČNÝCH OBJEMŮ	26
3.7.2 MEZNÍ VRSTVA	26
3.7.3 VÝPOČTOVÉ SCHÉMA PRVNÍHO A DRUHÉHO ŘÁDU	27
3.7.4 UPWIND SCHÉMA PRVNÍHO ŘÁDU	29
3.7.5 UPWIND SCHÉMA DRUHÉHO ŘÁDU	30
4 POPIS ŘEŠENÉHO PROJEKTU	31
4.1 SIMULAČNÍ PROGRAM	31
4.2 PROUDĚNÍ PLYNU V VP-SEM AQUASEM II A JEHO VLIV NA ELEKTRONOVÝ SVAZEK	33
4.2.1 PROUDĚNÍ PLYNU V ZKOUMANÉ OBLASTI	34
4.3 POPIS POUŽITÉHO MODELU	35
4.4 POPIS POUŽITÉ GEOMETRIE – MODEL Y PRO 2D VÝPOČET	36
4.5 NASTAVENÍ SÍTĚ A ZKOUMANÉ VELIČINY	38
4.6 OKRAJOVÉ PODMÍNKY	40
4.6.1 PRVNÍ MĚŘENÍ – ZÁKLADNÍ GEOMETRIE	41

4.6.2 DRUHÉ MĚŘENÍ – UPRAVENÁ GEOMETRIE	41
4.6.3 TŘETÍ MĚŘENÍ – ZMĚNĚNÁ GEOMETRIE	42
4.6.4 ČTVRTÉ MĚŘENÍ – RÁZOVÁ VLNA.....	42
5 VÝSTUPNÍ HODNOTY	43
5.1 GRAFICKÉ VÝSLEDKY	43
5.1.1 GRAFICKÉ VÝSLEDKY PRO PŮVODNÍ GEOMETRII.....	44
5.1.2 GRAFICKÉ VÝSLEDKY PRO UPRAVENOU GEOMETRII	47
5.1.3 GRAFICKÉ VÝSLEDKY PRO ZMĚNĚNOU GEOMETRII	50
5.1.4 RÁZOVÁ VLNA	53
5.1.5 SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŮVODNÍ GEOMETRIE A UPRAVENÉ GEOMETRIE	56
5.1.6 SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŮVODNÍ GEOMETRIE A ZMĚNĚNÉ GEOMETRIE	59
5.2 SHRUTÍ VÝSLEDKŮ	62
5.2.1 SHRUTÍ VÝSLEDKŮ PRO PŮVODNÍ GEOMETRII	62
5.2.2 SHRUTÍ VÝSLEDKŮ PRO UPRAVENOU GEOMETRII	64
5.2.3 SHRUTÍ VÝSLEDKŮ PRO ZMĚNĚNOU GEOMETRII	67
5.2.4 SHRUTÍ VÝSLEDKŮ PRO RÁZOVOU VLNU.....	69
5.2.5 SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŮVODNÍ A UPRAVENOU GEOMETRII	70
5.2.6 SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PŮVODNÍ GEOMETRIE A ZMĚNĚNÉ GEOMETRIE	71
5.2.7 SROVNÁNÍ VÝSLEDKŮ PRO JEDNOTLIVÉ VELIČINY U VŠECH GEOMETRIÍ	72
6 METODIKA VÝPOČTU.....	74
7 ZÁVĚR.....	75
POUŽITÁ LITERATURA	77

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 2.1 Schéma VP-SEM AQUASEM II [1]	17
Obr. 3.1 Laminární a turbulentní proudění	19
Obr. 3.2 Posun kulových ploch šíření zvuku při $a < Ma$ (1), $a = Ma$ (2) $a > Ma$ (3)	21
Obr. 3.3 Diskretizace funkce	25
Obr. 3.4 Metoda konečných objemů.....	25
Obr. 3.5 Cyklus výpočtu	26
Obr. 3.6 Prvky využití metodou konečných objemů.....	26
Obr. 3.7. Zjemnění sítě v oblasti mezní vrstvy	27
Obr. 3.8 Metoda centralních diferencí a diskreditace	28
Obr. 3.9 Vyjádření CFL podmínky pro upwind schéma	29
Obr. 4.1 Prostředí programu ANSYS (1)	31
Obr. 4.2 Prostředí programu ANSYS (2)	32
Obr. 4.3 Schéma VP-SEM AQUASEM II [1]	33
Obr. 4.4 a 4.5 Schéma diferenciálně čerpané komory a její detail	34
Obr. 4.6 a Obr. 4.7 Tvar proudové oblasti v diferenciálně čerpané komoře.....	35
Obr. 4.8 Původní geometrie	37
Obr. 4.9 Upravená geometrie.....	37
Obr. 4.10 Změněná geometrie.....	37
Obr. 4.11 Nastavení základního tvaru – stupeň 40	38
Obr. 4.12 Lokální zjemnění sítě v oblasti přechodu do tubusu pomocí funkce Sphereof Influence Element size	38
Obr. 4.13 Zobrazení sítě. Lokální zjemnění sítě v oblasti přechodu do tubusu pomocí funkce Sphereof Influence Element size.....	39
Obr. 4.14 a 4.15 Zjemnění v oblasti přechodu do komory vzorku pomocí funkce Sphereof Influence Element size	40
Obr. 4.16 a 4.17 Okrajové podmínky	41
Obr. 5.1 Rozmístění hustoty plynu	44
Obr. 5.2 Velikost Machova čísla	45
Obr. 5.3 Průběh rozložení tlaků plynů	46
Obr. 5.4 Rozmístění hustoty plynu	47

Obr. 5.5 Velikost Machova čísla	48
Obr. 5.6 Průběh rozložení tlaků plynů	49
Obr. 5.7 Rozmístění hustoty plynu	50
Obr. 5.8 Velikost Machova čísla	51
Obr. 5.9 Průběh rozložení tlaků plynů	52
Obr. 5.10 Rozmístění hustoty plynu	53
Obr. 5.11 Velikost Machova čísla	54
Obr. 5.12 Průběh rozložení tlaků plynů	55
Obr. 5.13 Rozdíl rozložení hustoty plynu	56
Obr. 5.14 Rozdíl Machova čísla	57
Obr. 5.15 Rozdíl tlaku	58
Obr. 5.16 Rozdíl rozložení hustoty plynu	59
Obr. 5.17 Rozdíl Machova čísla	60
Obr. 5.18 Rozdíl tlaku	61
Obr. 5.19 Vzorový průběh rozdílů hodnot	70
Obr. 5.20 Srovnání výsledků pro všech geometrií :Vzdálenost poklesu hustoty od $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	72
Obr. 5.21 Srovnání výsledků pro všech geometrií: Vzdaľenost poklesu z maximální hodnoty Machova čísla	72
Obr. 5.22 Srovnání výsledků pro všech geometrií: Maximální velikost hodnoty Machova čísla	73
Obr. 5.23 Srovnání výsledků pro všech geometrií: Vzdaľenost poklesu hustoty pod 100 Pa	73

Seznam tabulek

<i>Tab. 5.1 Shrnutí výsledků pro původní geometrii</i>	<i>64</i>
<i>Tab. 5.2 Shrnutí výsledků pro upravenou geometrii</i>	<i>66</i>
<i>Tab. 5.3 Shrnutí výsledků pro změněnou geometrii</i>	<i>69</i>

ÚVOD

Mikroskopie patří mezi nejdynamičtější se rozvíjející oblasti dnešní doby. Jako v mnoha jiných oblastech byla spjatá s novými objevy a moderními vědeckými postupy v každém jednotlivém období. Její vývoj začal koncem devatenáctého století, pokračoval souběžně s vývojem optiky, avšak vzhledem k fyzikálním vlastnostem světla tento směr dosáhl svého mezního bodu. V první polovině dvacátého století však začaly pokusy směřující k novým metodám zkoumání mikrosvěta a výsledkem bylo vytvoření prvních elektronových mikroskopů. V průběhu druhé poloviny dvacátého století bylo vyvinuto několik principů elektronové mikroskopie, avšak ne všechny odpovídaly požadavkům, které na ně byly kladeny. V moderní době lze spatřit budoucnost v environmentální rastrovací elektronové mikroskopii. Právě touto technologií se bude tato práce zabývat.

Avšak trendem dnešní doby je vylepšování všech produktů. Vědečtí pracovníci stále přicházejí s novými idejemi, jak posouvat hranici možností dál, s čímž je ovšem spjata cena za vývoj. Určitě nemalou položkou jsou praktické pokusy na prototypch, což ale zahrnuje náklady na jejich výrobu a měřicí přístroje. S vývojem počítačové techniky se začaly vyvíjet i počítačové simulační programy a právě ony mohou nabídnout druhou, levnější a rychlejší cestu pro získání dat k vyhodnocení, zda navrhované úpravy budou v praxi použitelné.

Jak vyplývá z názvu, bude provedena analýza nadzvukového proudění plynu v diferenciálně čerpané komoře EREM. V projektu se nejdříve seznámíme s celkovým vývojem mikroskopie, elektronové mikroskopie, a jelikož je oblast zkoumání zaměřena na konkrétní část, to znamená diferenciálně čerpanou komoru, budeme se zabývat i jí. Taktéž bude stručně probrán jev proudění tekutin a popíšeme program využitý pro samotnou realizaci měření.

V úvodních kapitolách popíšeme teoretické základy potřebné k řešení problematiky proudění plynů, seznámíme se základy elektronové mikroskopie a s konkrétním mikroskopem. Součástí teoretického úvodu bude také popis programu použitého k dosažení výsledků. Následně přejdeme ke konkrétnímu úkolu. Bude popsán použitý model, nastavení a podmínky simulace a následně se seznámíme s výsledky simulací.

Na závěr si shrneme výsledky.

1 MIKROSKOPIE

V této kapitole budou popsány stručné základy elektronové mikroskopie: Popsán bude vznik, druhy a technologie v mikroskopii a proběhne seznámení s konkrétním přístrojem, na kterém je práce řešena.

1.1 Historie mikroskopie

Touha člověka po poznání je zde od počátku jeho existence. Člověk se snaží poznávat své okolí všemi smysly - dotekem, chutí, sluchem, hmatem a zrakem. A právě zrak je jedním z nejdůležitějších smyslů pro prozkoumávání svého okolí. Právě touto cestou se také své poznatky pokoušíme předávat pomocí zobrazení různé informace obrazem i písmem. Když se již zdálo být všechny pouhým okem viditelné věci lidem známy, začali lidé používat poznatky z optiky k zvětšování okem špatně viditelných objektů. Již v starověku se používaly broušené nerosty jako náhrada za čočky v brýlích. Jejich správným uspořádáním vznikne optická soustava tvořící základ mikroskopu, resp. mikroskopie, které název je odvozen ze spojení slov z řeckého jazyka mikros-tj. malý a skopeo ve významu „dívat se na.“

První přístroj na principu uspořádání čoček za účelem zvětšení objektu, který bylo možné považovat za mikroskop, byl údajně zkonstruován otcem a synem Jensenovými koncem 16. století. Na jejich práci navázal v dalším století Antonio van Leeuwenhoek. Jeho mikroskopy byly však omezené konstrukcí využívající pouze jednu čočku. Ve stejném století byl Robertem Hookem zkonstruován již vícečočkový mikroskop. V 19. století prožívají optické mikroskopy zlatý věk, mezi jinými i díky Carlu Zeissovi, jenž se také podílel významnou měrou na jejich produkci.

V první třetině 20. století je dosažen teoreticky vrchol optické mikroskopie, to znamená dosažení hranice tisícinásobného zvětšení a rozlišení dvou desetin mikrometrů.

1.1.1 Optická a transmisní elektronová mikroskopie

Princip optické mikroskopie spočívá v uspořádání dvou soustav čoček - okuláru a objektivu, se společnou optickou osou, jimiž prochází světlo a vzniká převrácený obraz pozorovaného objektu. Vlnová délka světla, stejně jako kvalita optiky jsou limitujícím prvkem.

Vzhledem k tomuto faktu byl využit objev z počátku 20. století popisující chování elektronů ve vakuu podobné světlu, s tím rozdílem, že dosahují vlnovou délku téměř stotisíci násobně kratší jak světlo, pro konstrukci prvního elektronového mikroskopu. Tento přístroj byl zkonstruován Ernstem Ruskem v roce 1931, za který dostal o 55 let později Nobelovu cenu. Ruskův mikroskop byl založen na principu optického mikroskopu, kde světlo bylo nahrazeno svazkem elektronů emitovaným wolframovým vláknem umístěným ve vakuu a optika cívkami, které řídily tento svazek pomocí magnetického pole. Tento svazek urychlen dostatečným urychlovacím napětím procházel vzorkem a na konci bylo fluorescenční stínítko emitující při dopadu elektronů světlo. Tato technologie byla známa pod jménem transmisní elektronová mikroskopie.

1.1.2 Rastrovací elektronová mikroskopie

Jiná technologie zakládající se na indikování elektronu odražených od vzorku se jmenuje rastrovací elektronová mikroskopie. Její začátky se datují kolem poloviny třicátých let minulého století. V této době lze zaznamenat výskyt prvních pokusů o zkonstruování REM. Avšak první mikroskop zakládající se na této technologii byl realizován týmem vedeným konstruktérem Zworykinem v roce 1942. Výsledkem jejich práce byl mikroskop s rozlišovací schopností 50 nm a zvětšením 8000x. Současné REM mohou mít rozlišovací schopnost 1 nm a zvětšení přes 400 000x.

Kombinací výše popsaných metod vznikne rastrovací transmisní elektronová mikroskopie. Touto cestou se vydal již v roce 1938 Dr. Manfred von Ardenne. Po třiceti letech vznikl první STEM mikroskop pro komerční účely. Dnes mohou dosahovat při milion násobném zvětšení rozlišovací schopnost až 1 nm.

1.2 Princip rastrovacího elektronového mikroskopu

Zjednodušeně lze popsat fungování elektronového mikroskopu jako postupné skenování vzorku po řádcích a promítání získaného obrazu na obrazovku. Skenování je prováděno bombardováním vzorku elektrony emitovanými elektronovou tryskou.

Elektronová tryska je tvořena zdrojem tzv. primárních elektronů emitovaných wolframovým vláknem (jako katodou), řídící elektrodou, izolátorem a anodou. Elektronový svazek prochází kolem kondenzátorové čočky a objektivové čočky. Na objektivové čočce jsou rastrovací cívký, jejichž působením je svazek vychylován tak, aby postupně po řádcích rastroval povrch preparátu. Je nutné udržovat stabilní napětí a proud, aby bylo dosaženo optimálního výstupu

Pozorovaný objekt je ve vakuu, kterého je dosaženo předběžným odčerpáním vzduchu rotační olejovou vývěvou a následně použitím olejové difúzní nebo turbomolekulární vývěvy. Pomocí těchto technologií je možné rychle vyměnit vzorek, vlákno a aperturu bez potřeby vakuových uzávěrů. Tento systém je řízen počítačem, tudíž je možno se vyvarovat chybám obsluhy.

Na povrchu vzorku jsou dopadající elektrony látkou absorbovány nebo rozptylovány. Děj může probíhat pružně, kdy elektrony jsou odráženy zpět (zpětně odrážené elektrony) nebo nepružně, kdy předávají svou energii elektronům v krystalické mřížce. Při dopadu primárních elektronů a předání jejich energie elektronům v krystalové mřížce dochází k vypuzení látky, kdy mohou vznikat sekundární elektrony, Augerovy elektrony, RTG záření atd. Dále může docházet k jejich pohlcení, k emisi fotonů světla, přeměně energie elektronů primárního svazku na elektromotorickou sílu nebo jejich průchodu skrze sledovaný vzorek.

U rastrovací elektronové mikroskopie se pro zobrazení požadovaných informací, to znamená obrazu, používá scintilačního detektoru. U tohoto typu dopadají sekundární elektrony na fluorescenční stínítko emitující světlo, které po zesílení se pomocí fotonásobiče převede na elektrický signál. Je možné také použít jiné typy detektoru, například polovodičové umožňující sledovat dynamické elektrické jevy v zařízeních typu integrované obvody.

Moderní rastrovací elektronové mikroskopy umožňují zobrazovat informace na dvou až třech obrazovkách, z čehož je první určena k informování o stavu mikroskopu a jeho ovládání, druhá k náhledu na vzorek. Obraz pozorovaného vzorku je v digitální podobě a průběžně ukládán pro další zpracování. Kvalita obrazu a jeho rozlišení závisí na průměru a intenzitě elektronového svazku, urychlovacím napětí, rychlosti řádkování, přípravě vzorku a jeho vzdálenosti od poslední čočky (tzv. pracovní vzdálenost) a jeho úhlu vůči detektoru.

Pro správné fungování celého systému je nutná správná příprava a aplikace pozorovaného objektu. Požadavky na samotný vzorek jsou dostatečná odolnost proti bombardování svazkem primárních elektronů a schopnost snést vakuum. Některé vzorky lze pozorovat bez jakékoliv přípravy. Vzorky by měly být osušeny, popřípadě lze tekutiny zmrazit. U nevodivých vzorků může dojít k jejich nabití, proto je na ně naprašováním aplikována dostatečně tenká (kolem 10nm) vodivá vrstva z těžkých prvků. Pro tuto vrstvu lze použít například zlato, které vykazuje velmi dobré vlastnosti pro pozorování při bombardování elektrony. Je-li nemožné či nežádoucí tuto vrstvu aplikovat, lze v některých případech použít techniku nízkonapěťové REM přizpůsobením klasického REM nebo připojením externího příslušenství. Vzorek je umístěn na držáku, který lze polohovat ve všech třech dimenzích a otáčet či naklánět. Dále je možné regulovat jeho teplotu nebo jej deformovat.

Vlastnosti komory vzorků jsou jedny z určujících parametrů ceny elektronového mikroskopu. To je dáno především náročností provedení držáku vzorku a dosažení vakua pro specifický objem. Moderní komory umožňují umístění vzorků s rozměry v řádech jednotek centimetrů a jejich vodorovné polohování v rozsahu 5 cm. Největší pak v rozsahu 15cm při průměru vzorku až 20cm.

1.2.1 Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM)

Vzhledem k požadavkům na vzorky pro rastrovací elektronovou mikroskopii a náročnosti na jejich splnění pro některé organické či neorganické objekty byl vyvinut mikroskop s odděleným prostředím tubusu a komory vzorku. Tato „environmentální“ komora, z jejíhož názvu je odvozeno jméno tohoto elektronového mikroskopu, je charakterizována rozdílným tlakem v řádech stovek Pascalů až do 3kPa, vůči vakuovému prostředí tubusu, kde tlak dosahuje hodnot v řádech tisícín až miliontin Pascalů. Tohoto rozdílu je dosaženo diferenciálním čerpáním komory vzorku a tubusu. Avšak důsledku zvýšeného tlaku dochází k srážkám elektronů z primárního svazku s molekulami plynů a jeho následného rozptylu. Tento jev způsobuje zhoršení rozlišovací schopnosti mikroskopu, z druhé však strany se však snižují požadavky na vzorek.

1.2.2 Environmentální rastrovací elektronový mikroskop typu AQUASEM

Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie je tedy trendem mikroskopie posledního desetiletí. [1]

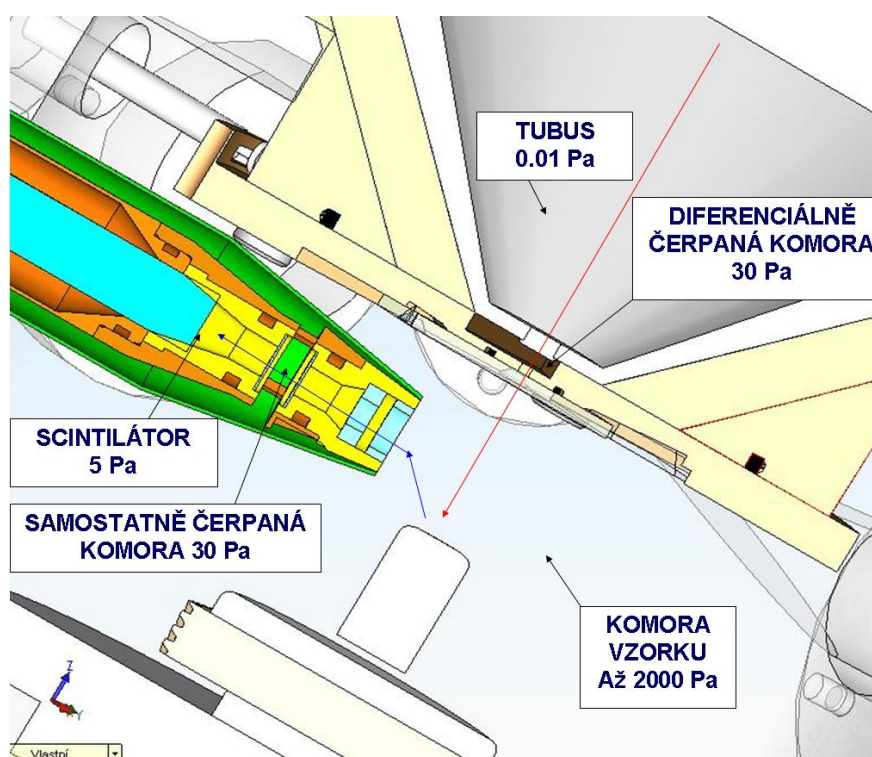
Její prostřednictvím lze sledovat vzorky měkkých tkání, dynamické děje a reakce probíhající v plynném či vlhkém prostředí při tlaku vyšším než je tlak nasycených vodních par. Je možné pracovat s tlakem v komoře vzorku do 2000 Pa, zatímco v tubusu mikroskopu

je 10^{-3} Pa a v diferenciálně čerpané komoře pak 30 Pa. Mikroskop je vybaven kombinovaným detekčním systémem signálních elektronů, který umožňuje záznam obrazu vzorku v různých kontrastních módech, připouštění vodních par a jejich regulaci v komoře vzorku v libovolném rozmezí tlaků. Omezení destrukce měkkých tkání během procesu čerpání je dosahováno vypracovanou metodou cyklického zavodňování vzorku pomocí vodní injekce zabudované ke komoře vzorku. Mikroskop je universální a tedy může pracovat jak ve vakuu, tak i za zvýšeného tlaku v komoře vzorku. Ve vakuu dosahuje rozlišení 4 nm a zvětšení až 300 000 krát.[1].

2 DIFERENCIÁLNĚ ČERPANÁ KOMORA

Diferenciálně čerpaná komora je samostatně čerpanou komorou (cca 30 Pa), která jako mezičlánek odděluje prostředí velmi nízkého tlaku v tubusu (0.01 Pa) a prostředí vyššího tlaku (až 2000 Pa) v komoře vzorku.

Přítomnost vysokého tlaku plynů v komoře vzorku elektronového rastrovacího mikroskopu vytváří specifické nároky na konstrukci mikroskopu a jeho čerpací systém. Jednotlivé konstrukční části EREM, zejména diferenciálně čerpané komory, musí být navrženy tak, aby vyhověly náročným požadavkům na účinné čerpání jejich vnitřního prostoru a minimalizaci tlaku v něm. Technologická náročnost tohoto mikroskopu je však kompenzována širokou škálou možností jeho využití jak v módu vakua, tak i vysokého tlaku.



Obr. 2.1 Schéma VP-SEM AQUASEM II [1]

Rozdíl tlaků vznikající mezi komorou vzorku a prostorem zdroje elektronů dosahujeme pomocí systému skládajícího se z diferenciálně čerpané komory, tlak omezujících clon a účinnému systému čerpání plynu. Clony jsou opatřeny otvory s průměrem v řádu desítek až stovek mikrometrů a umožňují účinné omezení proudění plynů mezi jednotlivými částmi mikroskopu. Současně však dovolují průchod elektronům od jejich zdroje až na vzorek.

V důsledku vysokého tlaku plynů v komoře vzorku EREM, dochází ke zvýšenému počtu interakcí elektronů s molekulami plynu, což má za následek rozptyl primárního elektronového svazku. Ten roste zejména se zvyšujícím se tlakem a středním atomovým číslem plynu, pracovní vzdáleností a s klesajícím urychlovacím napětím svazku. To má za

následek zvětšení průměru stopy primárního elektronového svazku, což se projeví zhoršením poměru signál - šum v detekovaném signálu a v konečném důsledku to může vést až ke zhoršení rozlišovací schopnosti mikroskopu.

Účinnost diferenciálně čerpané komory je tedy kritickým požadavkem ovlivňujícím kvalitativní parametry mikroskopu, jako je např. maximální velikost tlaku plynu v komoře vzorku, množství šumu v detekovaném signálu úzce související s rozlišením mikroskopu atd. Jedním z hlavních kritérií pro výsledný design komory diferenciálního čerpání je minimální velikost tlaku plynu v oblasti optické osy mikroskopu, tedy v blízkém okolí svazku primárních elektronů procházejících touto komorou. [1]

3 FYZIKÁLNÍ MODEL PROUDĚNÍ TEKUTINY

Tekutinou lze definovat látku, jejíž soudržnost mezi jednotlivými částicemi je velmi malá a působením vnějších sil se nevratně deformuje.

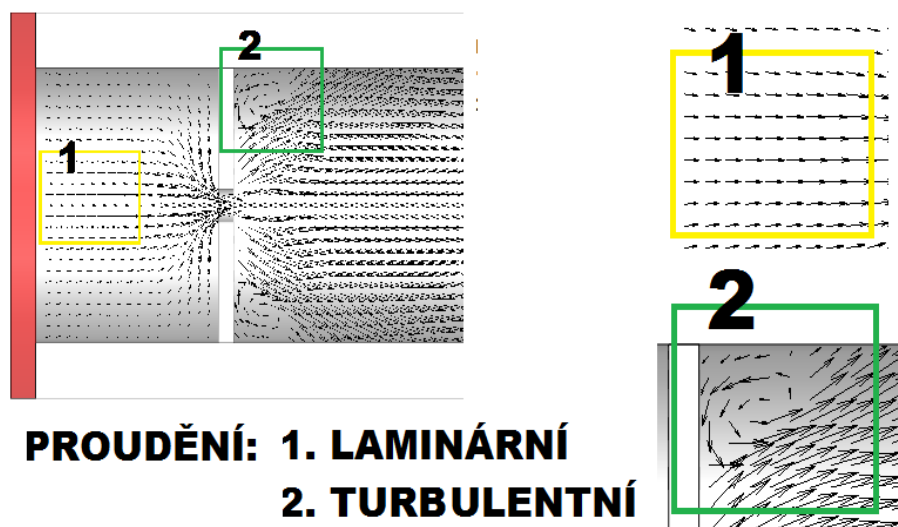
Tyto částice u tekutin na rozdíl od pevných těles nejsou pevně vázány a jsou pohyblivé v celém objemu omezeným pevnými stěnami, můžou téct v proudu nebo tvořit rozhraní mezi tekutinami. U pevných látek uvažujeme při popisu mechaniky jako o uceleném svazku hmotných bodů, neberou se v potaz jednotlivé částice jako u tekutin. Kapalina ovšem podléhá v porovnání s tuhými látkami značně větším deformacím.

Tekutiny můžou být nestlačitelné, mezi které patří kapaliny, nebo stlačitelné, to znamená plyny a páry. Pokud je závislost viskozity (opak tekutosti) na smykové deformaci konstantní, jedná se o tekutinu newtonskou, pokud tato podmínka není splněna, jedná se o tekutinu nenewtonskou. Stav lze popsat tlakem p (Pa), hustotou ρ (Kg.m^{-3}) a teplotou T (K).

Mechaniku tekutin lze charakterizovat třemi různými způsoby. Prvním je statika tekutin a pojednává o rovnováze tekutin a těles do nich ponořených. Dalším je kinematika tekutin popisující pohyb a polohu částic tekutiny v prostoru v závislosti na čase a nezávisle na příčině tohoto pohybu. Posledním je dynamika tekutin slučující kinematiku, příčinu pohybu těchto částic a síly, kterými tekutina působí na okolí či jiná tělesa.

3.1 Dynamika tekutin

Proudění tekutiny je pohyb tekutiny, při kterém se částice tekutiny pohybují neuspořádaným pohybem a zároveň se posouvají ve směru proudění. Příčinou proudění je síla působící na tekutinu způsobena rozdílem, respektive spádem tlaku. To znamená, že tekutina proudí z oblasti vyššího tlaku ve směru nižšího a v tomto směru nabírá rychlost. Proudnice je trajektorie pohybu jednotlivých částic při proudění.



Obr. 3.1 Laminární a turbulentní proudění

Proudění lze charakterizovat dle fyzikálních vlastností na:

- proudění ideální kapaliny, která je dokonale nestlačitelná a bez vnitřního tření,
- proudění vazké kapaliny se zohledněním vnitřního tření,
- proudění nestlačitelné kapaliny, která má konstantní hustotu
- proudění stlačitelné kapaliny, kdy její hustota je závislá na tlaku.

Zohledníme-li čas, uvažujeme o ustáleném proudění s oblastmi nezávislými na čase a neustáleném, kdy veličiny kapaliny jsou v daném místě kapaliny na čase závislé.

Proudění lze dle pohybu dělit na nevířivé s posuvným pohybem částic nebo vířivé, kdy částice kapaliny se kromě posuvného pohybu také otáčejí kolem své osy.

U vazkých kapalin lze pozorovat laminární proudění. Při tomto proudění jsou dráhy jednotlivých částic kapaliny navzájem rovnoběžné. Částice se pohybují ve vzájemně rovnoběžných vrstvách, aniž by přecházely mezi jednotlivými vrstvami. Dále lze u vazkých kapalin pozorovat turbulentní proudění, kdy částice přechází mezi různými vrstvami kapaliny, kdy dochází k promíchávání jednotlivých vrstev kapaliny.

3.2 Machovo číslo

Při velkých rozdílech mezi tlaky ve dvou bodech vzniká mezi těmito body proudění s vysokou rychlostí. V tomto případě pro popis můžeme použít tzv. Machovo číslo. Toto číslo určuje poměr mezi rychlostmi tělesa (v našem případě proudění) a rychlostí zvuku. Vše je definováno v jednom prostředí.

Rovnice pro Machovo číslo je

$$Ma = \frac{c}{a} \quad [-]$$

- $c \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$ je rychlost proudění
- $a \text{ (m.s}^{-1}\text{)}$ je rychlost šíření zvuku v daném prostředí.

Rychlost šíření zvuku a je určena teplotou T (K) plynu, individuální plynovou konstantou $r \text{ (J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}\text{)}$ a Poisonovou konstantou κ (-).

$$a = \sqrt{\kappa \cdot r \cdot T} \quad [\text{m.s}^{-1}]$$

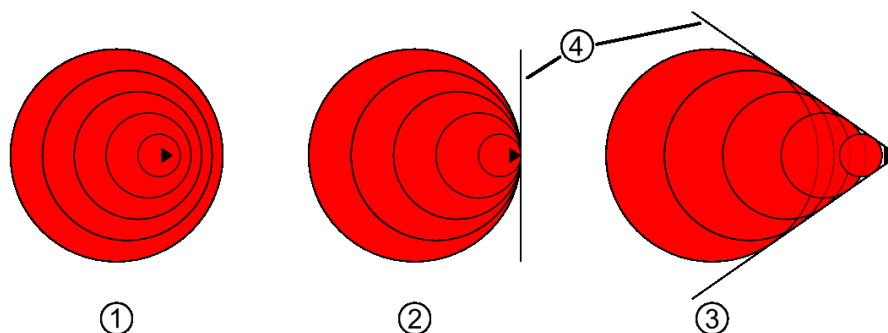
Dle velikosti Machova čísla se dělí slovní značení rychlosti na:

- Subsonickou při velikosti Machového čísla pod 0,8Ma
- Transonickou při velikosti Machového čísla mezi 0,8 a 1,2
- Supersonickou při velikosti Machového čísla mezi 1,2 a 5
- Hypersonickou při velikosti Machového čísla mezi 5 a 10

Za předpokladu, že $Ma = 1$ při rychlosti asi $1\,225 \text{ km}\cdot\text{h}^{-1}$ ($340,3 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$),

3.2.1 Šíření zvukových vln při pohybu zdroje tlakové poruchy

Zvuk je mechanické vlnění šířící se v látkovém prostředí. Ve vzduchovém prostředí se jedná o tlakovou poruchu a jeho rychlost šíření je určeno veličinou a . Pokud je hodnota veličiny a blízká nebo přesahuje hodnotu rychlosti zvuku, pak dochází ke skokovým změnám stavových veličin.



Obr. 3.2 Posun kulových ploch šíření zvuku při $a < Ma$ (1), $a \approx Ma$ (2) $a < Ma$ (3)

Zvuk se šíří v kulových plochách. S rostoucí rychlostí zdroje zvuku se mění i jeho poloha vůči středu těchto kulových ploch.

V podzvukových rychlostech zdroje čela kulových ploch předbíhají zdroj zvuku. Dosáhne-li zdroj rychlost zvuku, nastane posun čel kulových ploch ke zdroji zvuku. V bodě styku těchto čel se zdrojem zvuku dochází ke vzniku kolmé rázové vlny. Tato vlna je dle svého názvu tečna všech kulových ploch kolmá ke zdroji zvuku.

Pokud zdroj zvuku přesáhne rychlost zvuku, dojde k posunu čel kulových ploch za jejich zdroj a vzniku šikmých rázových vln. Jedna se o vlny protínající se v bodě, ve kterém se nachází zdroj zvuku a jsou tečné k čelám kulových ploch. Šikmé rázové vlny jsou vůči svému zdroji v jiném než kolmém úhlu.

3.2.2 Hugoniotův teorém

Hugoniotův teorém je charakteristická rovnice proudění stlačitelné látky. Definuje vztah mezi Machovým číslem proudu, jeho rychlostí a průtočným průřezem, kterým plyn proudí.

Podle něho v případě podzvukového proudění dochází při změně průtočného průřezu ke změně jeho rychlosti. Pokud se průřez zmenší, rychlost narůstá. Zvětší-li se průřez, dochází k poklesu rychlosti.

Je-li rychlost proudění přibližně $1Ma$, dosáhne této rychlosti v bodě nejmenšího průřezu. Tuto rychlost v nejužším bodě označujeme jako kritickou rychlost a^* výsledný chaotický tepelný pohyb molekul plynu roven rychlosti proudění a proto jakákoliv molekula z druhé strany nejužšího pohybu se již nemůže vrátit před průřez.

Bude-li v proudové trubici nadzvukové proudění, pak při zvětšování průtočného průřezu roste i rychlost proudění a naopak. Nadzvukové proudění se chová obráceně než podzvukové proudění.

Z Hugoniotova teorému je zřejmé, že jediný možný způsob plynulého přechodu nadzvukového proudění do podzvukového je postupným zmenšováním průtočného průřezu až do okamžiku, kdy rychlost proudění je na úrovni rychlosti zvuku a následně jeho zvětšováním pro dosažení rychlosti proudění nižšího než je rychlost zvuku.

3.2.3 Kolmá (přímá) rázová vlna

Kolmá rázová vlna vzniká na rozhraní mezi nadzvukovým a podzvukovým prouděním. Mění se v ní skokově tlak, teplota a hustota. Při stanovování parametrů proudu při průchodu kolmou rázovou vlnou se vychází ze zákona zachování hmoty a energie. Po průchodu kolmou rázovou vlnou zůstává směr proudění stejný, ale mění se rychlost a hybnost proudu. Za kolmou rázovou vlnou je vždy rychlost nižší, než je rychlost zvuku.

3.2.4 Šikmá rázová vlna

Při průchodu proudění šikmou rázovou vlnou dochází ke změně směru proudu o úhel δ . Před šikmou rázovou vlnou musí být rychlost vyšší než je rychlost zvuku. Za šikmou rázovou vlnou na rozdíl od kolmé rázové vlny může být proudění podzvukové i nadzvukové.

Pokud zdroj zvuku přesáhne rychlost zvuku, dojde k posunu čel kulových ploch za jejich zdroj, to znamená, že zdroj poruchy předbíhá ním způsobenou poruchu. Tyto kulové plochy už nejsou jedna v druhé (menší ve větší) obsaženy ale tvoří kužel. Rázová vlna vzniká na povrchu tohoto kužele pod úhlem δ jako tečna k tomuto povrchu vycházející od zdroje poruchy se jmenuje šikmá rázová vlna.

Šikmá rázová vlna vzniká například na hranách profilů pohybujících se nadzvukovou rychlostí, nebo pokud jsou obtékány nadzvukovým proudem, viz. níže. Šikmou rázovou vlnu může vytvořit i nerovnost na obtékané ploše (výrobní nerovnost, kapička nestlačitelné tekutiny v nadzvukovém proudě atd.). Změny směru proudu při průchodu rázovou vlnou se využívá k záměrné změně směru nadzvukového proudění [7]

3.3 Matematický model proudění skutečných kapalin

Numerické modelování mnoha fyzikálních jevů je úzce spojeno s modelováním určité formy pohybu matematickými prostředky. Pohyb tekutin je spojen s řešením nejrůznějších problémů, daných fyzikálním modelem pro:

- laminární a turbulentní proudění v jednoduchých i složitých geometriích
- stlačitelné a nestlačitelné proudění
- stacionární, nestacionární a přechodové proudění
- přenos tepla, přirozená a smíšená konvekce, radiace
- přenos chemické příměsi včetně chemických reakcí
- vícefázové proudění, proudění s volnou hladinou, proudění s pevnými částicemi, bublinami, resp. kapkami
- hoření a chemické reakce
- proudění porézním prostředím, atd.

Matematický model spočívá v definici rovnic popisujících výše uvedené děje. Vzhledem k tomu, že se jedná o děje rovinné dvourozměrné, osově symetrické nebo obecně trojrozměrné a časově závislé, jsou popsány soustavou parciálních diferenciálních rovnic, kterou je nutné řešit numerickými metodami. [3]

3.3.1 Turbulentní proudění

Toto proudění je charakterizováno chaotickým proměnnými v závislosti na čase a okolí. Turbulentní proudění lze těžko několikrát simulovat dosahujíc stejného výsledku, protože jen malá změna počátečních podmínek způsobuje následné velké změny v chování. Typickým příkladem turbulentního pohybu je stoupající kouř. Jevem turbulence se koncem 19. století zabýval Osborn Reynolds. Konkrétně studoval přechod mezi prouděním laminárním a turbulentním a s tím související jevy.

Turbulentní víry jsou charakterizovány délkovým měřítkem l (m) a rychlostním měřítkem u (m.s⁻¹). Velikost těchto měřítek je obvykle určena geometrií proudění (charakteristickým rozměrem proudění) [3]

Na druhé straně tekutina, ve které se objevuje turbulence, je charakterizována svými molekulárními vlastnostmi, jako je kinematická viskozita ν (m².s⁻¹). Hlavním důsledkem kinematické viskozity je vyhlazení rychlostních gradientů pomocí molekulární difúze.

Výše zavedené parametry nám dovolují zavést bezrozměrnou veličinu, známou jako Reynoldsovo číslo:

$$Re_i = \frac{u.l}{\nu} [-]$$

- l - je poloměr protékané trubice
- u - střední rychlost proudění
- ν - kinematická viskozita:

$$\nu = \frac{\eta}{\rho} [N.s.m^{-2}]$$

- η - dynamická viskozita,
- ρ - hustota kapaliny.[3]

Pro tuto rovnici je zavedena kritická hodnota $Re_{krit}=Re\ l=1$, kdy proudění přechází z laminárního na turbulentní. Pokud je hodnota $Re\ l < 1$, dochází v soustavě k laminárnímu proudění, které výrazně převažuje nad turbulentním, a víry pomalu zanikají. V situaci, kdy velikost $Re\ l > 1$, dochází k převaze turbulentního proudění. Při nerovnosti, kdy $Re\ l$ je výrazně větší než jedna, dochází k plnému rozvinutí turbulence a proudění ztrácí svou závislost na charakteristice kapaliny.[3]

Turbulentní proudění je charakterizováno turbulentními víry, jejichž rozměrové vlastnosti se značně liší. Obecně mají tendenci se rozdělovat na víry menší a tento trend pokračuje do momentu, kdy jejich veškerá energie je přeměněna na jinou formu, ve většině případu na teplo.

3.4 Rovnice kontinuity

Rovnice kontinuity neboli spojitosti popisuje jev, kdy při dodržení určitých podmínek je splněn fyzikální zákon o zachování hmotnosti.

V uzavřené soustavě, za podmínky že z ní není tekutina odebírána a její hmotnost je konstantní, je celková změna hmotnosti rovná nule. V tomto případě pak změna hmotností může být lokální, probíhající v soustavě samotné nebo konvektivní, kde se bere v úvahu rozdíl hmotnosti tekutiny vstupující a opouštějící uvažovanou soustavu. Při zachování platnosti rovnice spojitosti je rozdíl mezi lokální a konvektivní změnou nulový.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) = 0 \quad , \quad \text{složka } i = 1, 2, 3 \quad . [1]$$

3.5 Navierova-Stokesova rovnice

Vyjadřuje zachování rovnováhy sil při proudění skutečné tekutiny. V rovnicích jsou zahrnuty nejen vnější síly působící na tekutiny, ale i vnitřní odvozené od vlastností tekutiny, to znamená její viskozity. V Navierových-Stokesových rovnicích je vyjádřena situace, kdy se předpokládá, že setrvačná síla je rovna součtu hmotnostní, tlakové a třecí síly.

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) + \frac{\partial p}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_j}(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + S_i \quad , \quad \text{index } j = 1, 2, 3 \quad , [1]$$

3.6 Rovnice zachování energie

Rovnice zachování energie popisuje chování soustavy z pohledu jejich energetických změn. U reálných tekutin se kromě tlakových, kinetických a polohových energií bere v potaz i ztráty energie způsobené třecími silami. Tyto ztráty jsou přeměněny na tepelnou energii a v uzavřené soustavě bývají započteny do celkové energie. V podstatě jde o záměnu dílčích energií při zachování jejich celkového součtu.

$$\frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i}{\partial x_i}(E + p) = \frac{\partial}{\partial x_i}(u_j(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R) + q_i) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho \varepsilon + S_i u_i + Q_H \quad , \quad E = e + \frac{v^2}{2} \quad . [1]$$

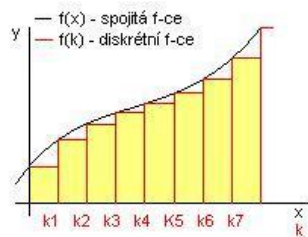
3.7 Metoda konečných objemů

Metoda konečných objemů spočívá ve třech základních bodech:

- dělení oblasti na diskrétní objemy užitím obecné křivočaré sítě,
- bilancování neznámých veličin v individuálních konečných objemech a diskretizace,
- numerické řešení diskretizovaných rovnic v obecném tvaru, kde součet se provede přes sousední buňky $i=N, S, E, W, F, B$ (což označuje sever-north, jih-south, východ-east, západ-west, vpřed-front, vzad-back (obr. 3.3)).

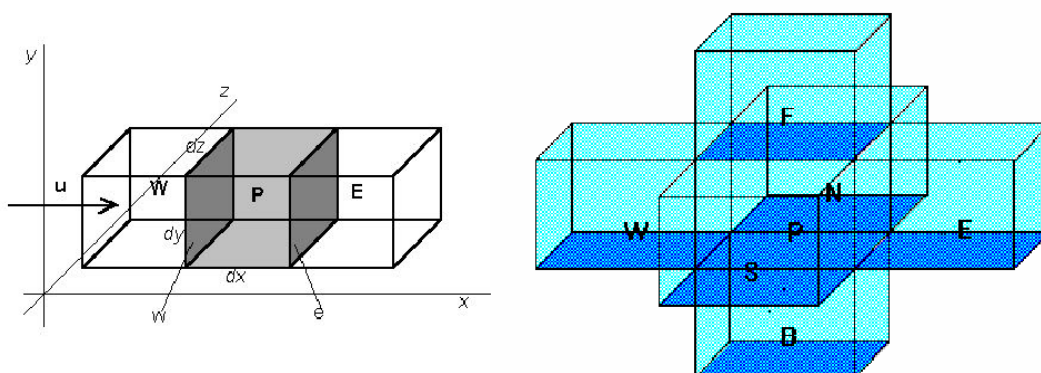
Diskretizací se nazývá náhrada spojitého prostředí (kontinua) systémem diskrétních bodů, v nichž se soustředí fyzikální parametry popisující stav či vlastnosti příslušného místa

kontinua. Při studiu fyzikálních jevů se tím zpravidla nutnost řešení parciálních diferenciálních rovnic převádí na řešení obyčejných diferenciálních, popřípadě algebraických rovnic.



Obr. 3.3 Diskretizace funkce

Řešení rovnic probíhá v jednotlivých cyklech nazvaných iteracemi. Hodnoty okrajových podmínek působí na okolní buňky sítě a v celé oblasti probíhá pod tímto vlivem změna.



Obr. 3.4 Metoda konečných objemů

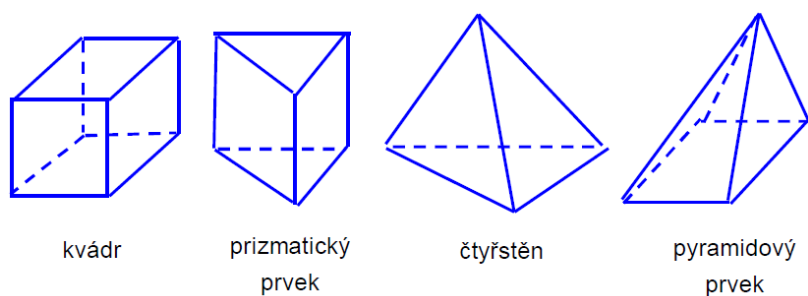
Výpočet se uskuteční podle uvedených rovnic a na konci každého výpočtu probíhá kontrola konvergence. Pokud tento cyklus způsobil změnu sledovaných hodnot, cyklus se opakuje až do chvíle, kdy dojde k ustálení sledovaných hodnot (obr. 3.5).



Obr. 3.5 Cyklus výpočtu

3.7.1 Prostorové prvky metody konečných objemů

Metoda je založena na vytvoření systému nepřekrývajících se elementů, konečných objemů (obr. 3.6). Původně byla postavena na konečných objemech kvádrů (šestistěnů), které využívá systém SolidWorks FloSimulation. Takto vytvořená síť se nazývá strukturovaná síť. V současné době se začíná prosazovat nový přístup, kdy se buduje tzv. nestrukturovaná síť a konečným objemem je ve 3D kvádr, čtyřstěn, prizmatický a pyramidový prvek, jehož výhody byly ověřeny v úlohách pružnosti, řešených metodou konečných prvků. Toto s úspěchem je možné využít právě v systému ANSYS CFX.

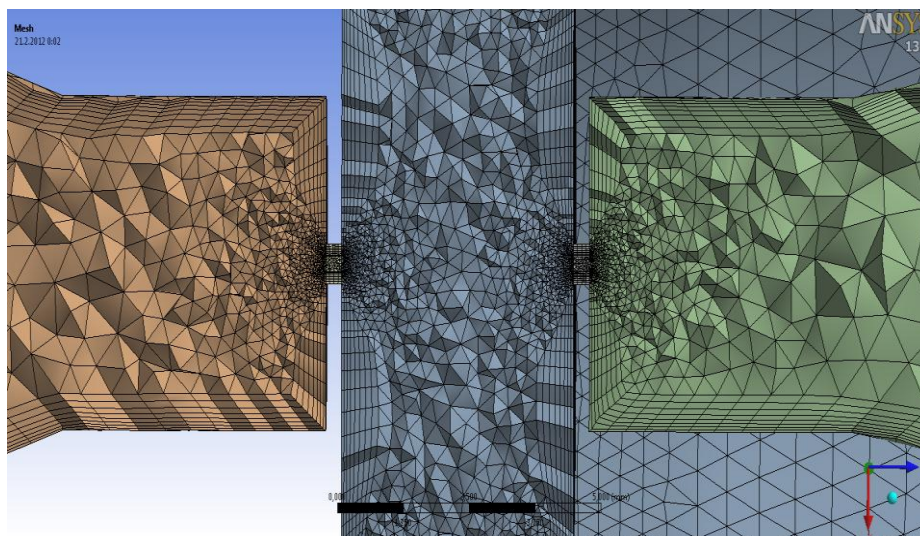


Obr. 3.6 Prvky využívané metodou konečných objemů

3.7.2 Mezní vrstva

V situaci, kdy tekutina lpe na tělese, tedy na povrchu tělesa je v klidu, ve velmi tenké vrstvě zvané mezní vrstva, stoupá velikost rychlosti z nulové hodnoty na určitou nenulovou hodnotu. Vlivem vnitřního tření může navíc v mezní vrstvě vzniknout mezi sousedícími body zpětný proud, kdy tekutina se začne vracet zpět proti směru svého původního pohybu.

Z tohoto důvodu je třeba vytvořit na styku proudové oblasti s pevnou stěnou tenkou vrstvou alespoň v pěti hladinách jemnější síť (obr. 3.7).



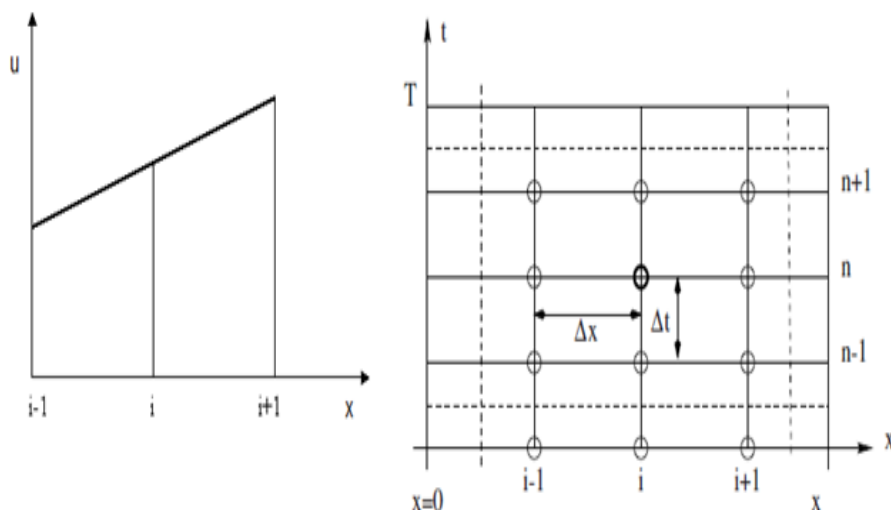
Obr. 3.7. Zjemnění sítě v oblasti mezní vrstvy

3.7.3 Výpočtové schéma prvního a druhého řádu

Dosáhnout toho, aby Reynoldsovo číslo buňky bylo ve všech kontrolních objemech menší než 2, lze při vyšších rychlostech proudění a nízké viskozitě jen za cenu extrémně husté sítě. Nesplnění této podmínky vede k nekorektním oscilacím řešení, které většinou ani nekonverguje. Východiskem je používání schémat, které podmínku minimaxu (boundedness) splňují i při vyšších nebo dokonce libovolných hodnotách Reynoldsova čísla buňky, někdy ovšem za cenu snížení řádu přesnosti.

Schémat tohoto typu se nazývají UPWIND (protiproudá), interpolují hodnoty na hranici dle směru proudění (interpoluje se z hodnot odkud tekutina přitéká). [7]

Metody typu upwind je možné použít pro přibližné řešení hyperbolických parciálních diferenciálních rovnic. Mezi nejjednodušší způsoby diskreditace rovnice metodou konečných diferencí patří metoda centrální difference. Takové schéma je však nestabilní. Proto se využívají dopředné nebo zpětné difference. Myšlenka metody typu upwind spočívá v tom, že podle znaménka směrnice charakteristik zvolíme příslušnou diferenci. Důležitou informací je řád metody.



Obr. 3.8 Metoda centrálních diferencí a diskreditace

Pro ilustraci této metody mějme následující jednorozměrnou vlnovou rovnici:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

Rovnice popisuje šíření vlny ve směru osy x rychlostí a . Je matematickým modelem pro jednorozměrnou lineární advekci (tzn. přenosu). Úloha bude řešena na síti s krokem $\Delta x = x_{i+1} - x_i$. Označme $u_i = u(x_i)$. Nyní můžeme nahradit diferenciální operátory diferenčními a rovnici řešit. Naskytá se ovšem otázka vhodné volby diferenčních operátorů. Nejpřímější náhrada centrálními diferencemi vede na nestabilní schéma.

$$u_x = \frac{u_{i+1} - u_{i-1}}{2\Delta x}$$

Toto schéma by nekonvergovalo, výpočet by se rozkmital a zhroutil. Na obrázku 4.7 vlevo je Metoda centrálních diferencí, vpravo diskretizace oblasti metodou konečných diferencí v rovině x - T . Je uvažována rovnoměrně rozložená síť s rozměry Δx na Δt .

3.7.4 UPWIND schéma prvního řádu

Jestliže nahradíme člen u_x :

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + a \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad \text{pro } a > 0 \quad (a)$$

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + a \frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{\Delta x} = 0 \quad \text{pro } a < 0 \quad (b)$$

definujeme:

$$a^+ = \max(a, 0) \quad a^- = \min(a, 0) \quad (c)$$

a

$$u_x^- = \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x} \quad u_x^+ = \frac{u_{i+1}^n - u_i^n}{\Delta x} \quad (d)$$

spojením rovnic (a) a (b) a nahrazením zlomků za (c) a (d) získáme tvar:

$$u_i^{n+1} = u_i^n - c [a^+ u_x^- + a^- u_x^+] \quad (e)$$

Rovnice (e) je obecný způsob zápisu dalších upwind typů schémat. Upwind schéma je stabilní pokud je obecně splněna podmínka:

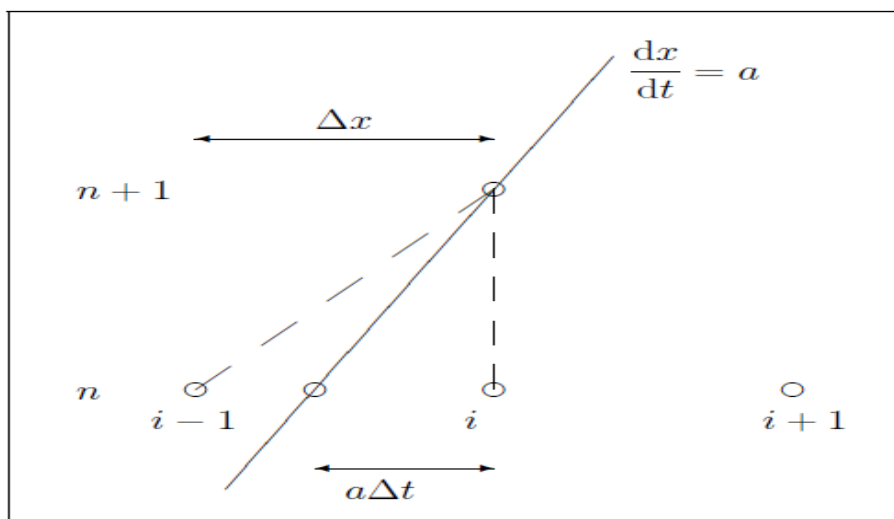
$$c = \left| \frac{a \Delta t}{\Delta x} \right| \leq 1$$

což je tzv. Courantovo číslo (někdy též značené jako Cr). Podmínka stability pro upwind schéma (e) je

$$0 < \sigma \leq 1 \quad \text{tj.} \quad \Delta t \leq \frac{\Delta x}{a}$$

a nazývá se CFL podmínka (Courant, Friedrichs, Lewy).

Pro danou rychlost a prostorovou diskretizaci jde o omezující podmínku na časový krok.



Obr. 3.9 Vyjádření CFL podmínky pro upwind schéma

Typickým jevem u upwind schématu a obecně u schémat 1. řádu v prostoru je vznik tzv. numerické difuze. Název je odvozen od skutečnosti, že se vypočtené numerické řešení

chová jako řešení rovnice, kde by byl navíc přítomen i difuzní člen (případně difuzní člen s větším koeficientem, pokud by šlo o obecnou konvekčně-difuzní rovnici). Příčinou je aproximace 1. řádu: jestliže chyba aproximace je řádu $O(u_{xx})$, má tato chyba právě charakter difuzního členu (druhé derivace). Hodnotu numerické difuze je možno udat přesněji, a to v závislosti na Courantově čísle $D_{num} = 0,5a\Delta x(1 - c)$ a pohybuje se tedy od nulové hodnoty pro časový krok přesně na mezi stability do hodnoty pro časový krok blížící se k nule. Metoda prvního řádu dosahuje menších maxim Machova čísla a vyhlazuje řešení. Použití adaptace na metodu prvního řádu nezmění celkový charakter řešení, ale zaostří zachycení rázových vln.

3.7.5 UPWIND schéma druhého řádu

Pro upwind schéma druhého řádu je člen u_x^- z rovnice (e) definován

$$u_x^- = \frac{3u_i^n - 4u_{i-1}^n + u_{i-2}^n}{2\Delta x}$$

a člen u_x^+ jako

$$u_x^+ = \frac{-u_{i+2}^n + 4u_{i+1}^n - 3u_i^n}{2\Delta x}$$

Upwind metoda vyššího řádu lépe vystihne oblasti s vyšším gradientem a správně zachytí sílu rázových vln, schéma dobře aproximují řešení v okolí rázových vln a kontaktních nespojitostí. Při generaci sítě není většinou zohledněno výsledné proudové pole, takže vytvořená výpočetní síť nemusí být např. z hlediska zachycení gradientů veličin optimální. Proto se pro vylepšení sítě používá adaptace. Pro adaptaci je potřeba nejdříve zvolit vhodné kritérium, které rozpozná například rázové vlny.

$$\frac{\partial u}{\partial t} + a \frac{\partial u}{\partial x} = 0$$

1.ŘÁD $\frac{u_i^{n+1} - u_i^n}{\Delta t} + a \frac{u_i^n - u_{i-1}^n}{\Delta x} = 0 \quad \text{for } a > 0$

• i - 1	• i
------------	--------

2.ŘÁD $u_x^- = \frac{3u_i^n - 4u_{i-1}^n + u_{i-2}^n}{2\Delta x}$

• i - 2	• i - 1	• i
------------	------------	--------

3.ŘÁD $u_x^- = \frac{2u_{i+1} + 3u_i - 6u_{i-1} + u_{i-2}}{6\Delta x}$

• i - 2	• i - 1	• i	• i + 1
------------	------------	--------	------------

[5]

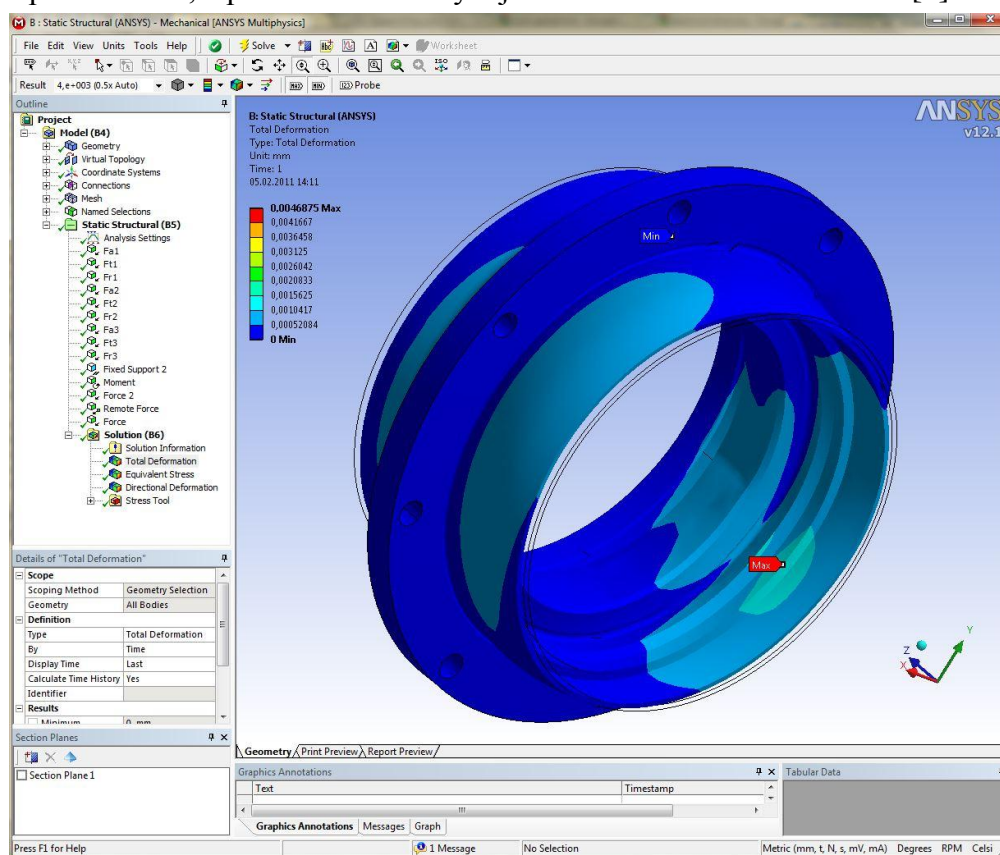
4 POPIS ŘEŠENÉHO PROJEKTU

V praktické části diplomové práce bude řešena otázka nadzvukového proudění plynů v diferenciálně čerpané komoře enviromentálního rastrovacího elektronového mikroskopu.

Pro simulaci bude využit model diferenciálně čerpané komory vytvořený v programu ANSYS. Simulace budou provedeny pomocí stejného programu.

4.1 Simulační program

Pro simulaci bude použit program společnosti Ansys, s.r.o. zabývající se výrobou a distribucí software pro podporu technických výpočtů (Computer Aided Engineering). Byla založena v roce 1970 dr. Johnem Swansonem (Swanson Analysis Systems, Inc.), A jeho ředitelství v Canonsburgu (PA), USA. ANSYS, Inc zaměstnává téměř 600 lidí a prodává software přes internet, a prostřednictvím vývojářům v téměř 40 zemích světa. [2]

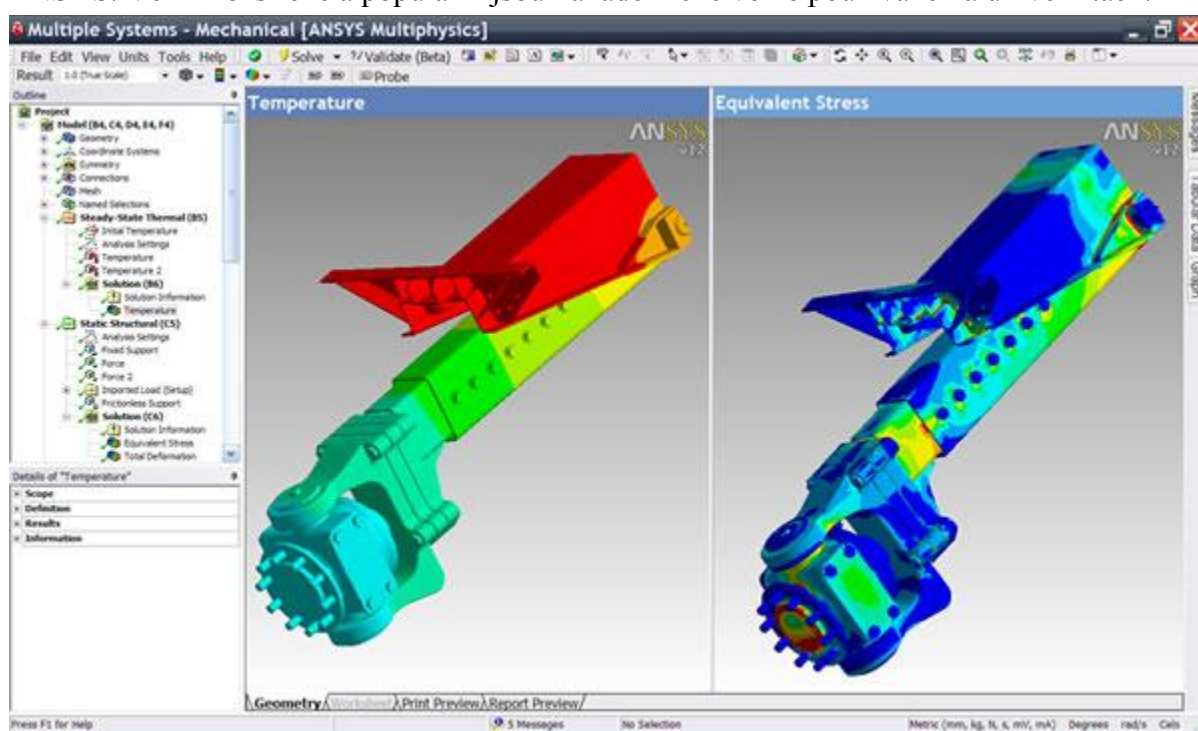


Obr. 4.1 Prostředí programu ANSYS (1)

ANSYS je obecně nelineární, multifyzikální program zahrnující strukturální a termodynamickou analýzu, analýzu proudění kontinua, analýzu elektrostatických a elektromagnetických polí a akustické analýzy. Veškeré tyto analýzy lze jednoduše provádět jednotlivě, ale díky multifyzikálnímu pojetí programu ANSYS je lze také zahrnout do jediné, společné analýzy. ANSYS umožňuje nejen kontrolní výpočty, ale díky parametrizovaným výpočtovým modelům i citlivostní a optimalizační analýzy a rovněž výpočty spolehlivosti.

ANSYS patří od počátku své existence (již přes 40 let na trhu) ke špičkovým inženýrským systémům využívajících metodu konečných prvků (FEM). Od začátku je to průkopník multifyzikálních analýz s vedoucí pozicí v klasických oborech, jakými jsou strojírenství, automobilová a dopravní technika, energetika a také stavební aplikace s procesním inženýrstvím. Tento software lze s velkou výhodou používat i v dalších (úžece specializovaných) oborech, jako je např. mikroelektronika nebo biomechanika.

ANSYS si udržuje vedoucí postavení na trhu simulačních výpočtů. V první stovce největších průmyslových světových společností (podle seznamu magazínu FORTUNE) je 96 uživatelů softwaru ANSYS. Po celém světě je již přes 13 000 spokojených zákazníků firmy ANSYS. Velmi rozšířené a populární jsou i akademické verze používané na univerzitách.



Obr. 4.2 Prostředí programu ANSYS (2)

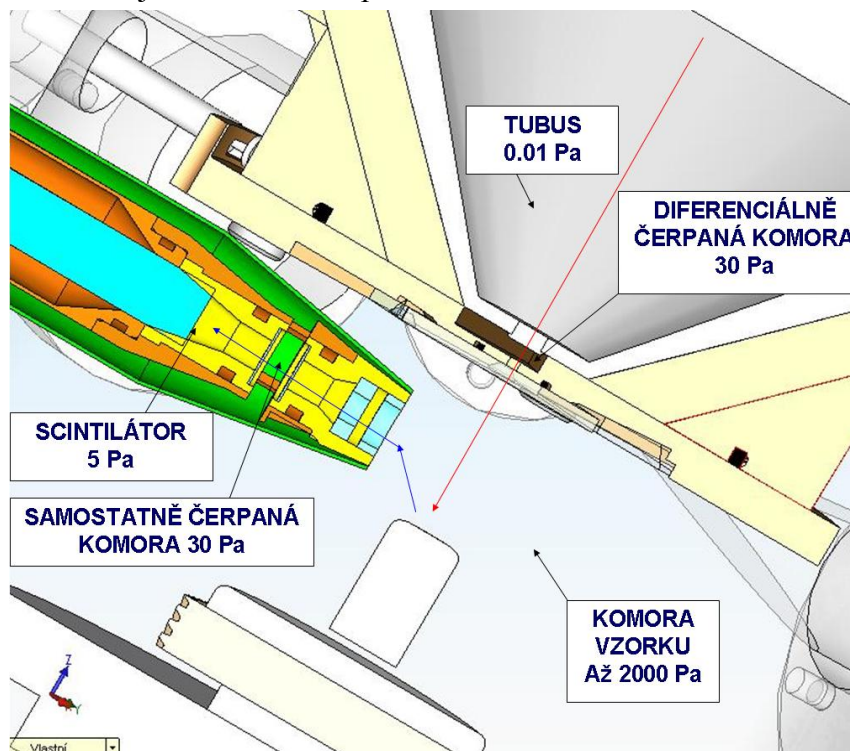
ANSYS patří do kategorie strategický software, jeho vývoz z USA je pečlivě kontrolován a podléhá příslušným vývozním předpisům pro tuto exportní kategorii. Všechny programy ANSYS mají certifikaci ISO 9001 a další speciální certifikace podle typu užití, kupříkladu pro jadernou energetiku (USNRC), nebo vojenské aplikace.

ANSYS podléhá kvalitativní kontrole, což obnáší složitý proces vývoje nových verzí, které mohou být uvolněny k dispozici uživatelům teprve po vyhodnocení komplexního testování na specializovaných pracovištích. [2]

4.2 Proudění plynu v VP-SEM AQUASEM II a jeho vliv na elektronový svazek

Jedna z nejpodstatnějších vlastností rastrovacího elektronového mikroskopu VP-SEM AQUASEM II je možnost zajisti vzorku v komoře odpovídající vlhkost.

Z tubusu s tlakem blížícím se vakuu je urychlován svazek primárních elektronů přes diferenciálně čerpanou komoru s tlakem kolem 30 Pa do komory vzorku s tlakem až 2 kPa. Po dopadu na vzorek dochází k vypuzení sekundárních elektronů, které jsou vychylovány do scintilačního detektoru. Zde v prostoru mezi dvěma clonkami oddělujícími tlaky komory a tlaky kolem scintilátoru je samostatně čerpána komora s tlakem 30 Pa.



Obr. 4.3 Schéma VP-SEM AQUASEM II [1]

Je-li vzorek umístěn ve vakuu, dochází k jeho vysychání a degradaci. Pokud tomu chceme zabránit a dosáhnout požadované vlhké prostředí, je nutné vytvořit odpovídající tlak. Oba tyto faktory, to znamená tlak a vlhkost v komoře vzorku, mají negativní vliv na elektronový svazek proudící na zkoumaný objekt.

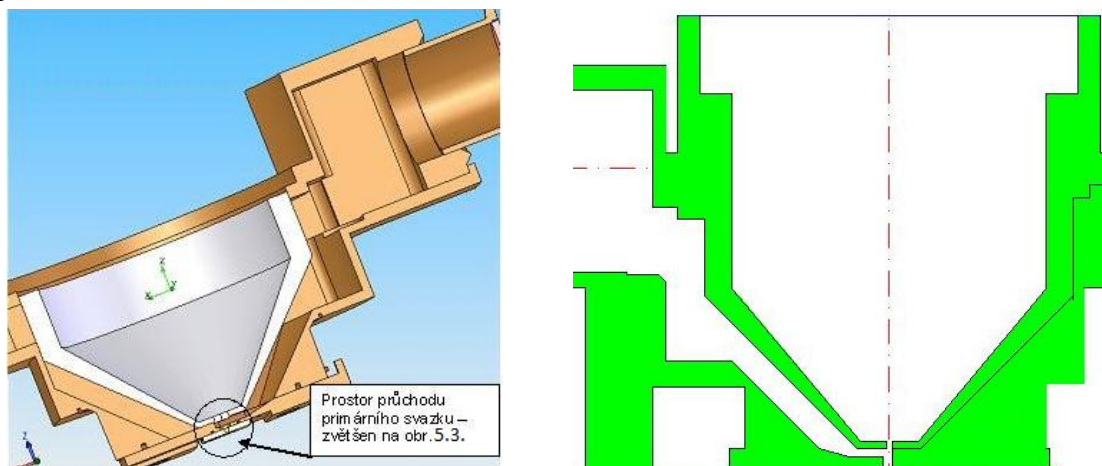
Jelikož výsledný obraz záleží na kvalitě elektronového svazku, konkrétně na počtu elektronů obsažených v tomto svazku a jejich energii, je nutné zajistit optimální podmínky pro tento svazek a omezit na minimum počet jej degradujících faktorů.

Ke ztrátě elektronu ze svazku může dojít, pokud tento elektron narazí po své cestě na překážku, která následně způsobí jeho vychýlení z dráhy a elektron nemusí správně dopadnout na zkoumaný objekt a vygenerovat sekundární elektron. Překážkou je většinou molekula vzduchu či vody.

S narůstajícím tlakem roste i energie molekul vzduchu a vody, tuto energii mění v rychlost a pohybují se chaoticky ve všech směrech. Rychlost tohoto neuspořádaného pohybu je závislá na okolních podmínkách, jako jsou například teplota, tlak. S rostoucím

tlakem a teplotou roste rychlost těchto molekul a s ní pravděpodobnost srážky s elektronem a jeho vychýlení z elektronového svazku.

Z tohoto důvodu je nutno omezit tlak v oblastech, kudy prochází trajektorie elektronů a ze stejného důvodu se snažíme i snížit vlhkost.



Obr. 4.4 Schéma diferenciálně čerpané komory a její detail

Dalším faktorem je počet elektronů dopadajících na scintilátor. Na něm je přiloženo napětí až 12kV. V oblasti scintilátoru je požadavek na obzvlášť nízký tlak nejen proto, aby nedocházelo k ztrátám kvality svazku z důvodu srážek, je zde i nebezpečí vzniku elektrického výboje.

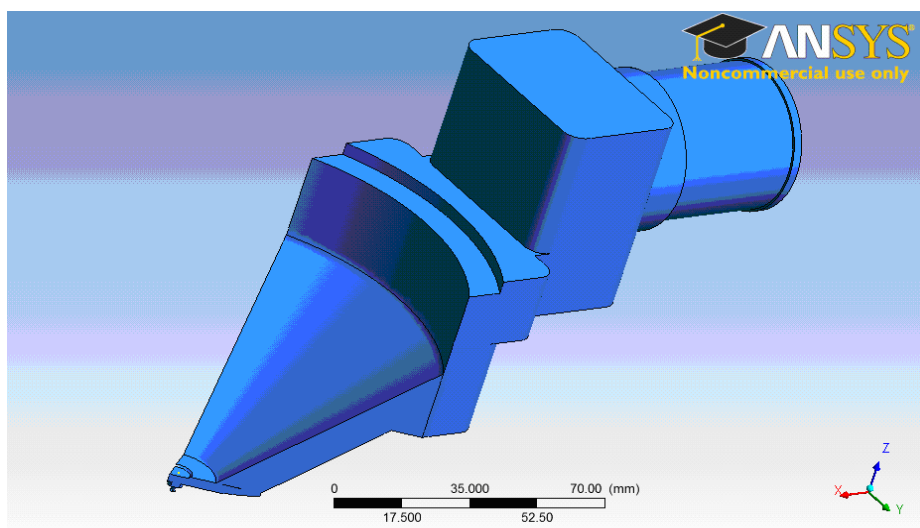
4.2.1 Proudění plynu v zkoumané oblasti

Proudění je způsobeno rozdílem tlaku a dochází k němu ve směru od oblasti s vyšším tlakem do oblasti nižšího tlaku.

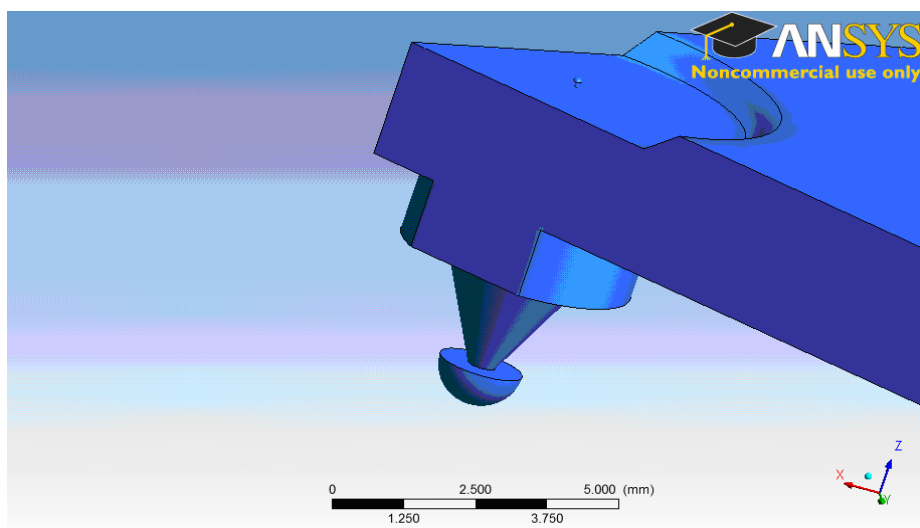
V zkoumaném úseku se vyskytují 3 oblasti s rozdílnými hodnotami tlaku. První oblastí je tubus s tlakem okolo 0.01 Pa. Druhou oblastí je samostatně čerpaná komora, v níž bývá tlak kolem 30 Pa. Poslední oblastí je komora vzorku, kde může tlak dosáhnout hodnoty až 2000 Pa.

4.3 Popis použitého modelu

Pro simulaci proudění tekutin v zkoumané oblasti byl speciálně vytvořen upravený model. Tvar vstupu a výstupu diferenciálně čerpané komory byl přizpůsoben do půlkruhu za účelem vyhnutí se nežádoucím jevům, které by mohly způsobit vznik nepoužitelných výsledků nebo dokonce pád programu během výpočtu. V modelu byly zachovány základní rozměry, především ty, které mají největší vliv na přesnost výsledků.



Obr. 4.5 Tvar proudové oblasti v diferenciálně čerpané komoře



Obr. 4.6 Tvar proudové oblasti v diferenciálně čerpané komoře (detail)

4.4 Popis použité geometrie – modely pro 2D výpočet

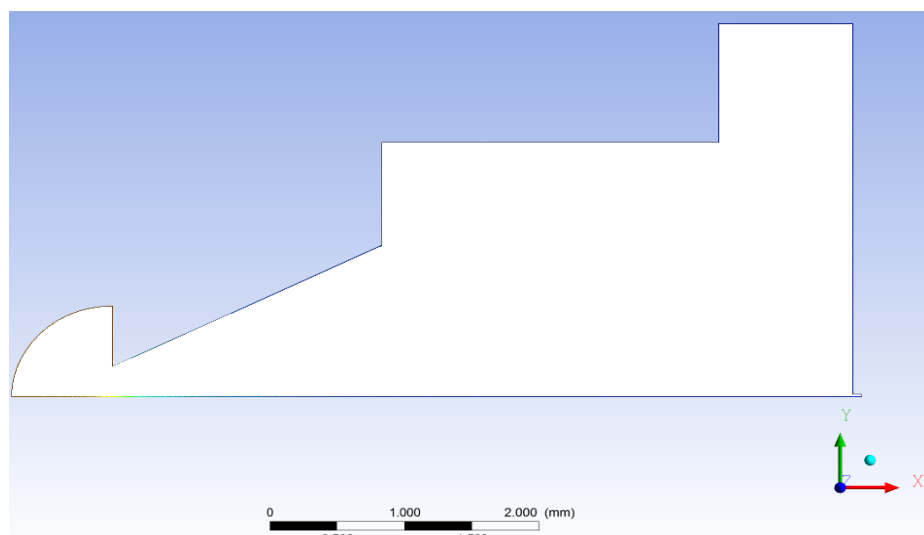
Jak bylo řečeno, diferenciálně čerpaná komora slouží k oddělení dvou oblastí s rozdílným tlakem. V našem případě se jedná o komoru vzorku a tubus se zdrojem elektronového svazku. Cílem návrhu správné geometrie diferenciálně čerpané komory je eliminace nežádoucích jevů působících na v ní procházející elektronový svazek. Tyto nežádoucí jevy vznikají především na přechodech mezi jednotlivými oblastmi s rozdílnými tlaky. Mezi tyto jevy patří především působení srážek molekul plynu s elektrony a jejich vychýlení z dráhy. K tomu dochází především v oblastech, kdy vlivem tlakového spádu mezi jednotlivými oblastmi dochází k nárůstu hustoty plynu a jeho rychlosti proudění.

Mezi způsoby, jak zajistit eliminaci nežádoucích jevů bez zásahu do parametrů elektronového svazku, patří zkrácení trasy svazku v plynném prostředí, nebo přesněji trasy mezi zdrojem elektronového svazku a vzorkem, dále zrychlení čerpání na výstupu z diferenciálně čerpané komory nebo zmenšení jejího objemu a tím i objemu plynu v ní obsaženého. Popsané způsoby však vyžadují značné zásahy do techniky elektronového mikroskopu a technologie jeho výroby. Je proto nutné hledat kompromis, kdy kombinací těchto způsobů dosáhneme nejlepších možných vlastností diferenciálně čerpané komory při co nejmenším zásahu do výchozího přístroje.

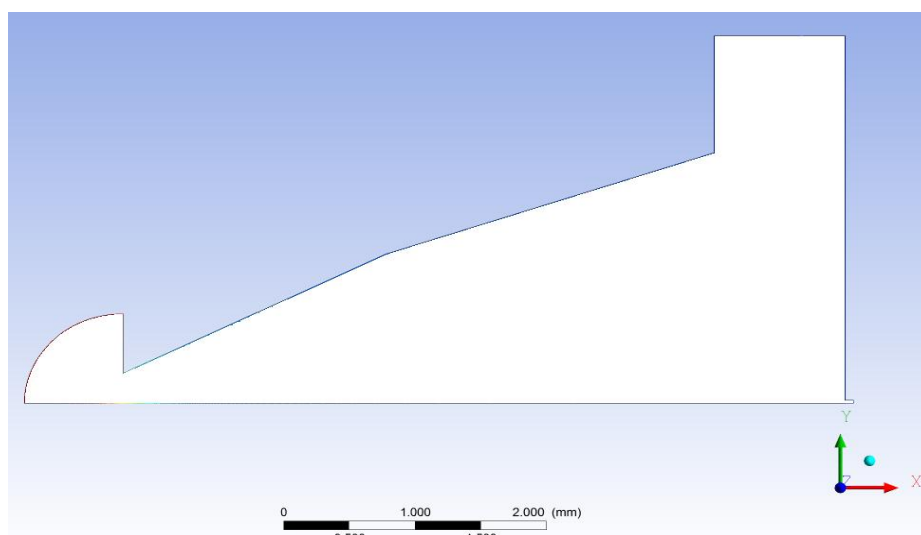
Pro naše účely byly modifikací původního modelu (obr.4.8) vytvořeny 2 geometrické modely diferenciálně čerpané komory, které vycházely z předchozích předpokladů pro redukci ztrát na elektronovém svazku.

V prvním upraveném modelu (obr. 4.9) bylo prostřednictvím zkosení vnější hrany a odstranění schodu mezi částmi diferenciálně čerpané komory dosaženo zmenšení objemu a snížení předpokládaných turbulencí. Tento model bude dále vystupovat pod názvem **upravená geometrie**.

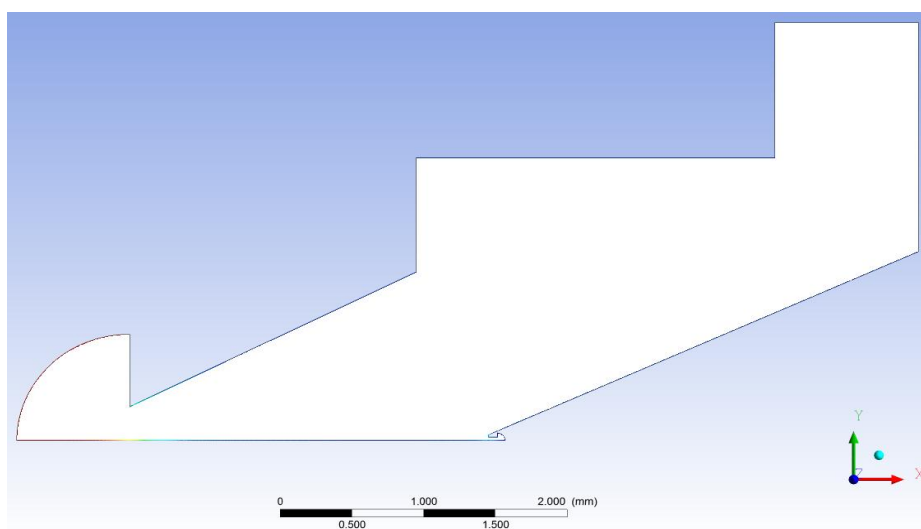
V druhém upraveném modelu (obr. 4.10) bylo prostřednictvím zkrácení vzdálenosti mezi výstupem z tubusu a vstupem do komory vzorku dosaženo zkrácení trasy mezi zdrojem elektronového svazku a vzorkem, na které je vystaven svazek nežádoucím vlivům. Jelikož zkrácení trasy bylo dosaženo posunutím tubusu blíže ke komoře vzorku, došlo ke zmenšení objemu diferenciálně čerpané komory a přidání deflektor bude měnit styl proudění plynu z komory vzorku. Tento model bude dále vystupovat pod názvem **změněná geometrie**.



Obr. 4.7 Původní geometrie



Obr. 4.8 Upravená geometrie

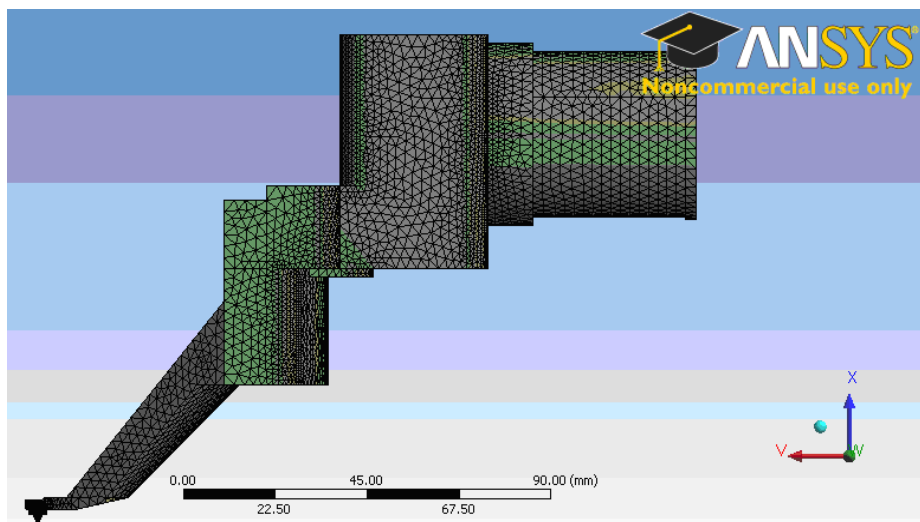


Obr. 4.9 Změněná geometrie

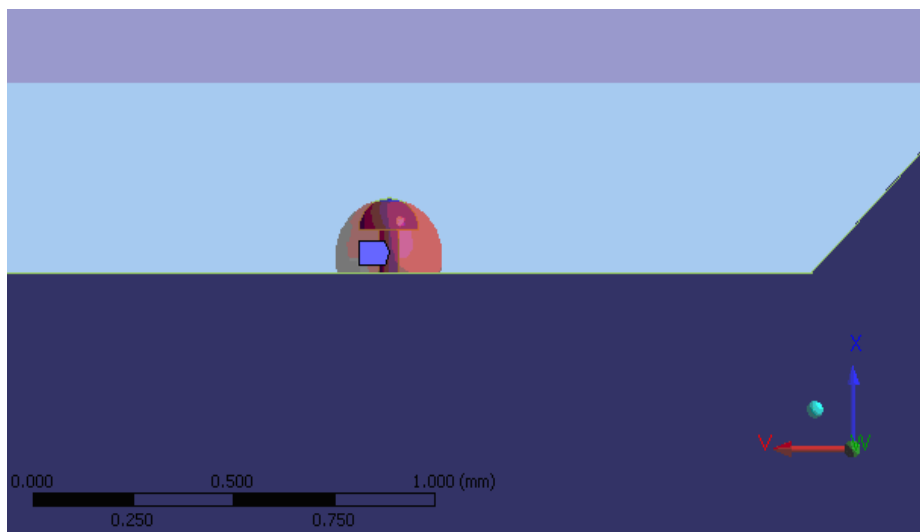
4.5 Nastavení sítě a zkoumané veličiny

Pro výpočty byla nastavená síť na stupeň 40 (obr. 4.10). V nejdůležitějších zkoumaných oblastech označených na obrázcích 4.11 a 4.13, za účelem získání co nejpřesnějších a nejlépe vypovídajících výsledků, byla síť zjemněna. Zjemnění bylo použito ve vstupu z tubusu do diferenciálně čerpané komory (obrázek 4.12) a v oblasti výstupu z diferenciálně čerpané komory do komory vzorku (obrázek 4.14).

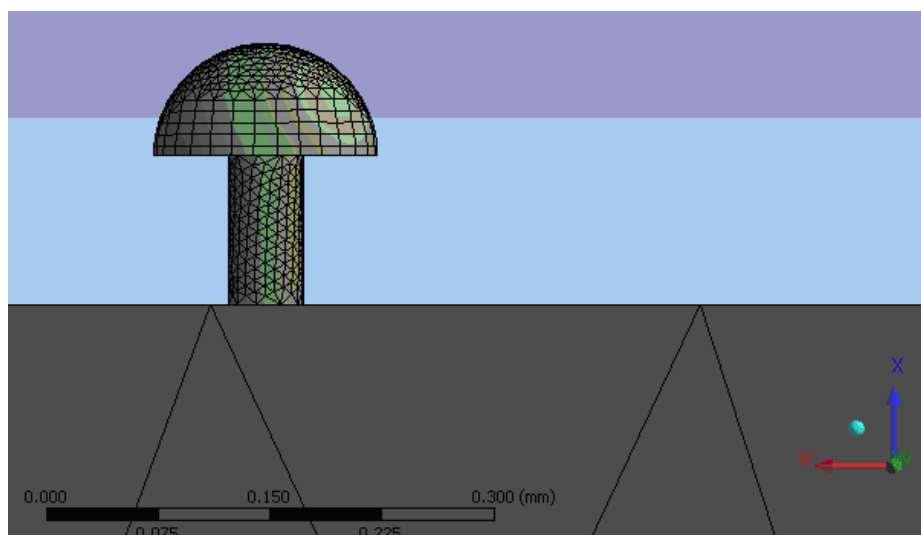
Námi zkoumané veličiny určující chování tekutin a jejich vlivu na procházející elektronový svazek budou rozložení hustoty tlaku a Machovo číslo.



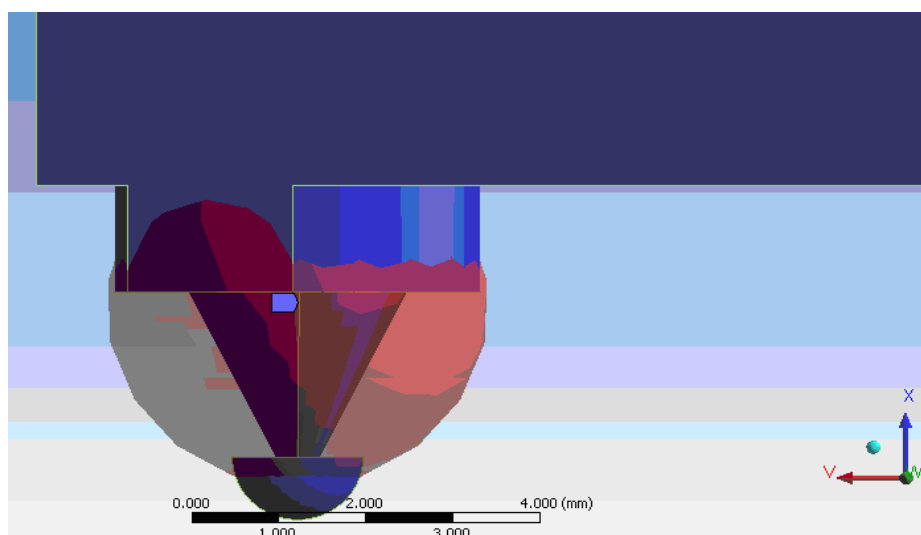
Obr. 4.10 Nastavení základního tvaru – stupeň 40



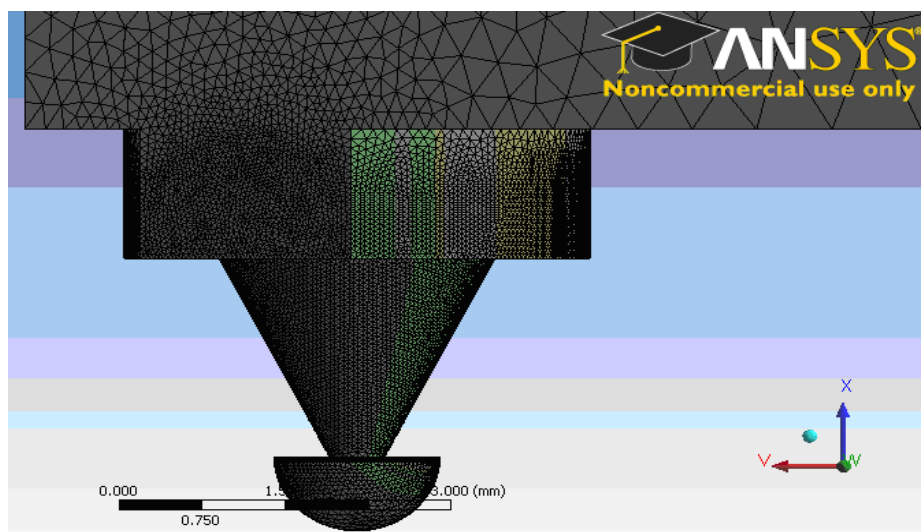
Obr. 4.11 Lokální zjemnění sítě v oblasti přechodu do tubusu pomocí funkce Sphere of Influence Element size (1)



Obr. 4.12 Zobrazení sítě. Lokální zjemnění sítě v oblasti přechodu do tubusu pomocí funkce Sphereof Influence Element size (2)



Obr. 4.13 Zjemnění v oblasti přechodu do komory vzorku pomocí funkce Sphereof Influence Element size (1)

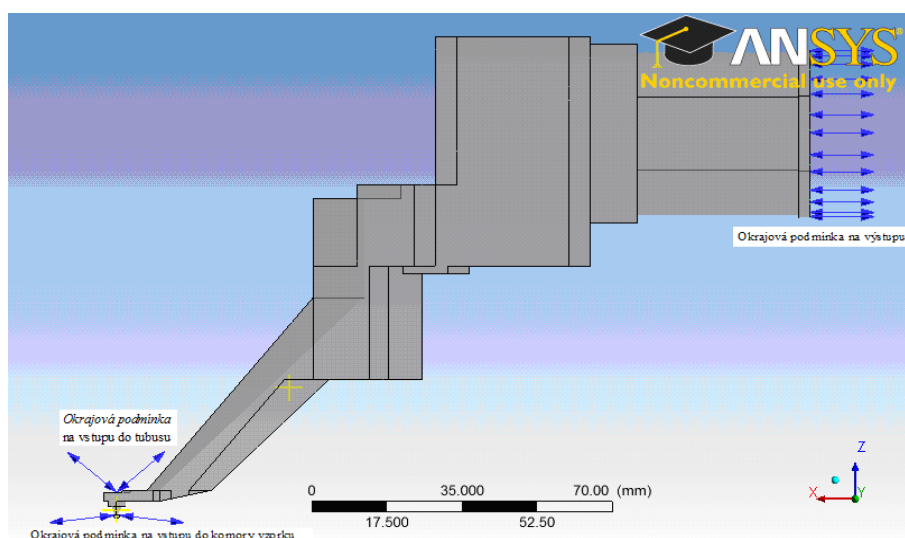


Obr. 4.14 Zjemnění v oblasti přechodu do komory vzorku pomocí funkce Sphere of Influence Element size (2)

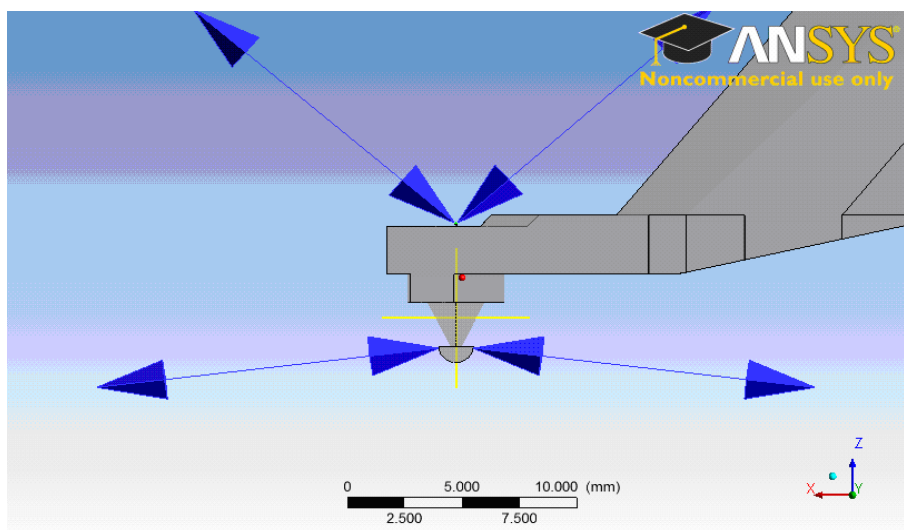
4.6 Okrajové podmínky

Pro jednotlivá měření budou stanoveny rozdílné okrajové podmínky. Na následujících obrázcích jsou uvedeny příklady nastavení:

- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do vývěvy mimo zkoumanou oblast
- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do komory vzorku
- Okrajová podmínka na vstupu z tubusu do diferenciálně čerpané komory



Obr. 4.15 Okrajové podmínky (1)



Obr. 4.16 Okrajové podmínky (2)

4.6.1 První měření – základní geometrie

První série simulací byla provedena pro základní geometrii použitou již v semestrálním projektu. Pro první výpočty budou určeny základní okrajové podmínky v námi zkoumaných oblastech přechodů mezi místy s rozdílnými tlaky. Parametry jsou:

- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do vývěvy mimo zkoumanou oblast byla stanovena na 12 Pa.
- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do komory vzorku bude 400 Pa, 600 Pa, 800 Pa, 1000 Pa, 1500 Pa.
- Okrajová podmínka na vstupu z tubusu do diferenciálně čerpané komory byla stanovena na 0.01 Pa

4.6.2 Druhé měření – upravená geometrie

Druhá série simulací byla provedena pro upravenou geometrii. Okrajové podmínky v námi zkoumaných oblastech přechodů mezi místy s rozdílnými tlaky jsou:

- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do vývěvy mimo zkoumanou oblast byla stanovena na 12 Pa.
- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do komory vzorku bude 400 Pa, 600 Pa, 800 Pa, 1000 Pa, 1500 Pa.
- Okrajová podmínka na vstupu z tubusu do diferenciálně čerpané komory byla stanovena na 0.01 Pa

4.6.3 Třetí měření – změněna geometrie

Třetí série simulací byla provedena pro změněnou geometrii. Okrajové podmínky v námi zkoumaných oblastech přechodů mezi místy s rozdílnými tlaky jsou:

- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do vývěvy mimo zkoumanou oblast byla stanovena na 12 Pa.
- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do komory vzorku bude 400 Pa, 600 Pa, 800 Pa, 1000 Pa, 1500 Pa.
- Okrajová podmínka na vstupu z tubusu do diferenciálně čerpané komory byla stanovena na 0.01 Pa

4.6.4 Čtvrté měření – rázová vlna

Čtvrtá série simulací byla provedena pro upravenou geometrii. Okrajové podmínky v námi zkoumaných oblastech přechodů mezi místy s rozdílnými tlaky jsou:

- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do vývěvy mimo zkoumanou oblast byla stanovena na 40 kPa.
- Okrajová podmínka na výstupu z diferenciálně čerpané komory do komory vzorku bude 101,325 kPa.
- Okrajová podmínka na vstupu z tubusu do diferenciálně čerpané komory byla stanovena na 50 kPa

5 VÝSTUPNÍ HODNOTY

Dle předchozí kapitoly se postupně měnily okrajové podmínky. Tento postup se opakoval pro všechny tři použité geometrie.

Výsledky byly získané ve formě vizuálních znázornění rozložení zkoumané veličiny v použité geometrii. Také byly výsledné hodnoty pro jednotlivé tlaky a zkoumané veličiny vloženy do tabulek v programu Microsoft Excel.

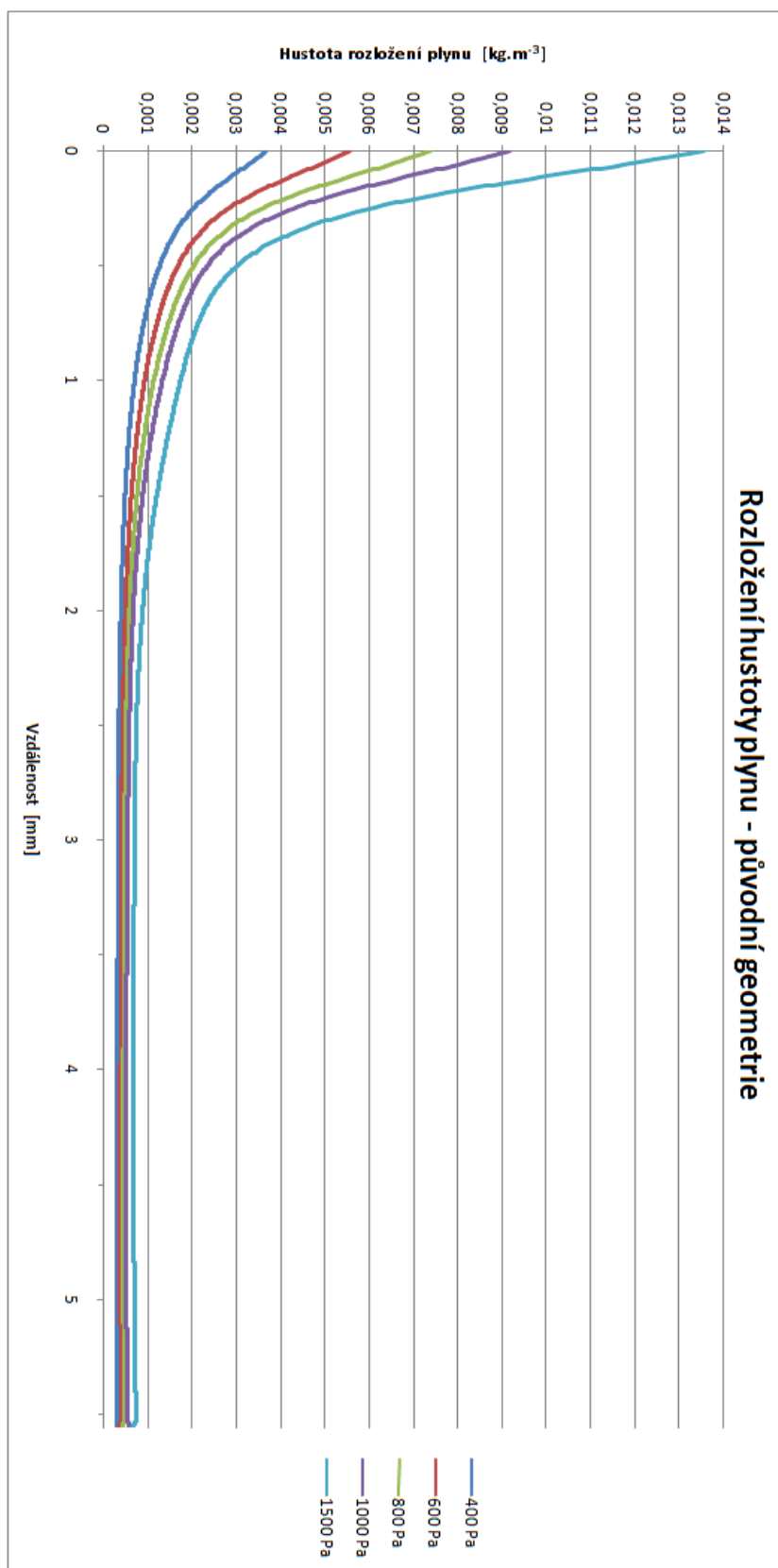
5.1 Grafické výsledky

Jelikož by zkoumání jednotlivých obrazových výstupů a grafů získaných z dat vložených do tabulek bylo pro jejich velké množství značně nepřehledné, byly výsledky roztrženy dle použité geometrie, dle zkoumané veličiny a spojeny do grafů, zobrazujících tyto průběhy. Výslednými grafickými výstupy jsou:

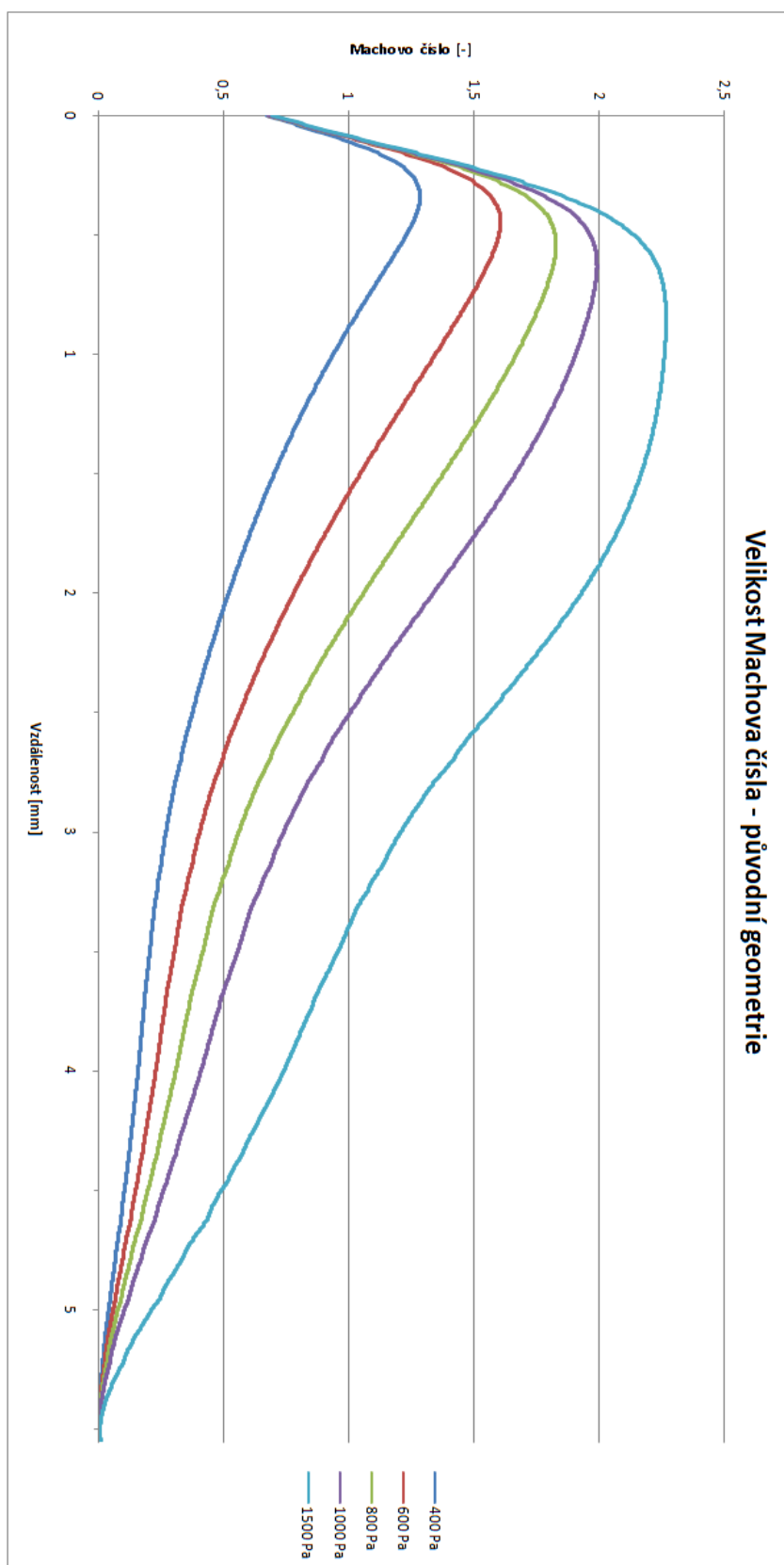
- Grafické výsledky pro původní geometrii
 - Rozmístění hustoty plynu
 - Velikost Machova čísla
 - Průběh rozložení tlaků plynů
- Grafické výsledky pro upravenou geometrii
 - Rozmístění hustoty plynu
 - Velikost Machova čísla
 - Průběh rozložení tlaků plynů
- Grafické výsledky pro změněnou geometrii
 - Rozmístění hustoty plynu
 - Velikost Machova čísla
 - Průběh rozložení tlaků plynů
- Grafické výsledky pro rázovou vlnu
 - Rozmístění hustoty plynu
 - Velikost Machova čísla
 - Průběh rozložení tlaků plynů

S těmito výstupy budeme dále pracovat při vyhodnocování výsledků. V shrnutí výsledku samozřejmě budou zahrnuty i postřehy z obrazových výstupů, které ovšem z již zmíněného důvodu velkého množství budou v příloze.

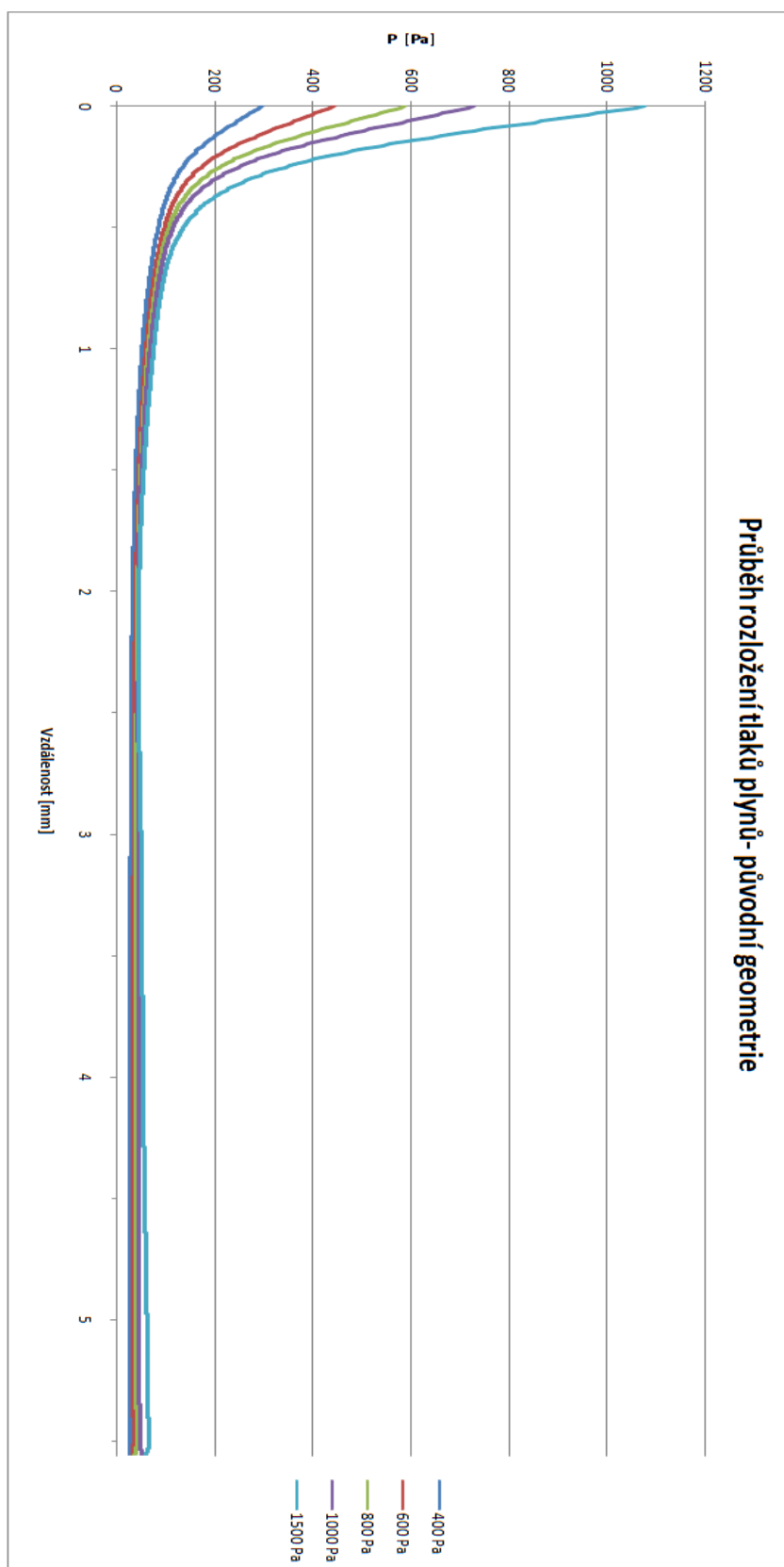
5.1.1 Grafické výsledky pro původní geometrii



Obr. 5.1 Rozmístění hustoty plynu

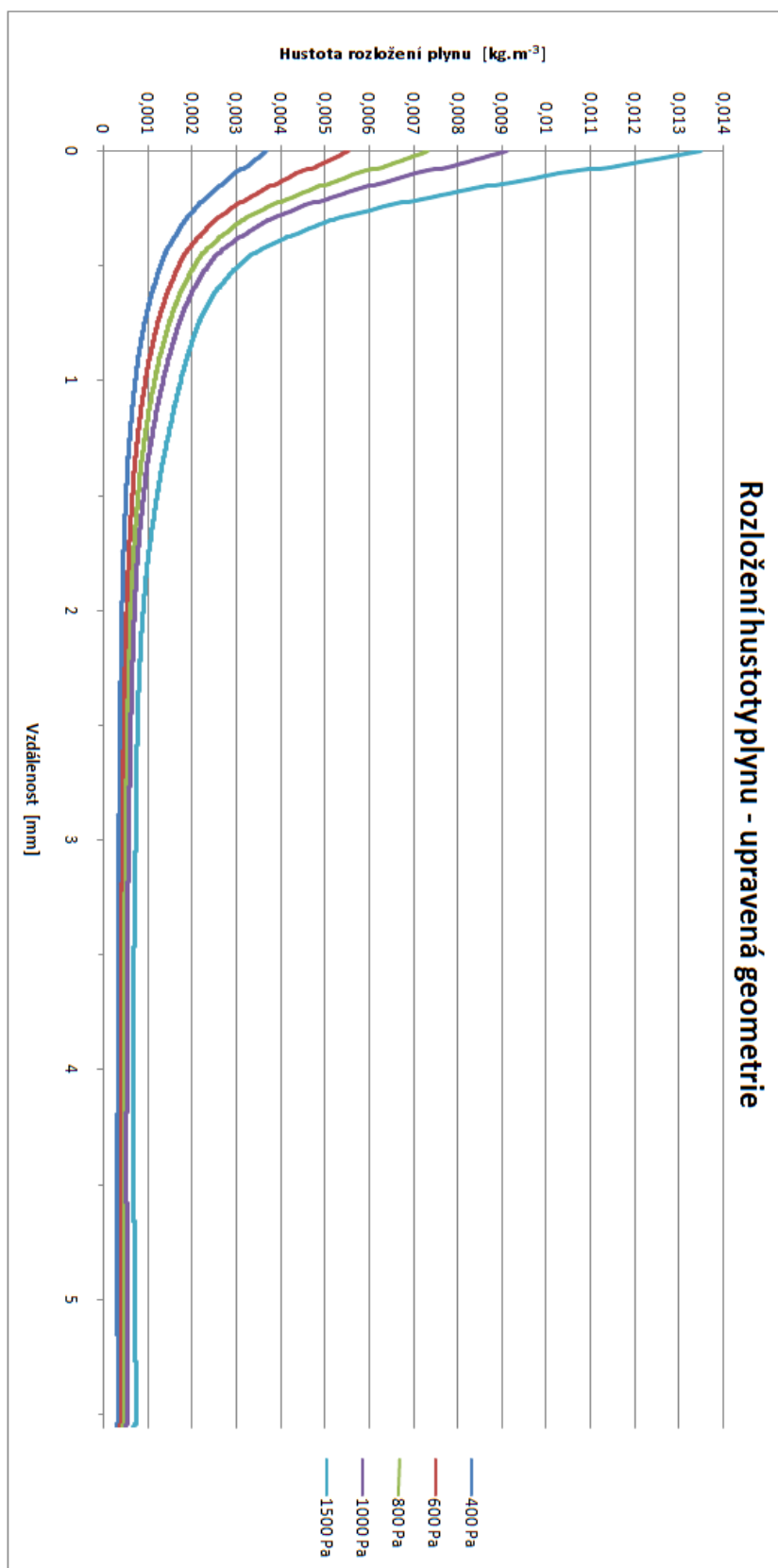


Obr. 5.2 Velikost Machova čísla

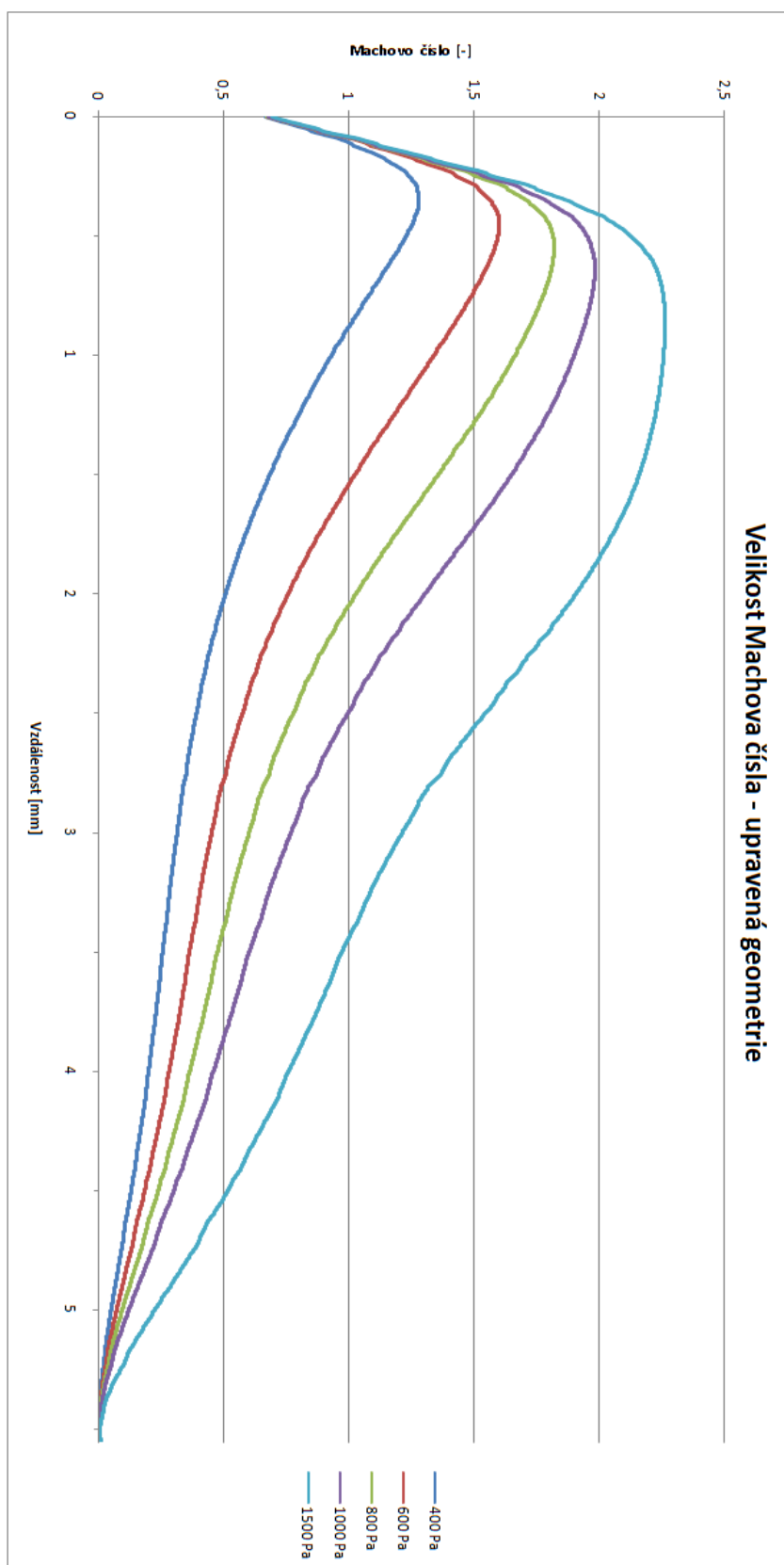


Obr.5.3 Průběh rozložení tlaků plynů

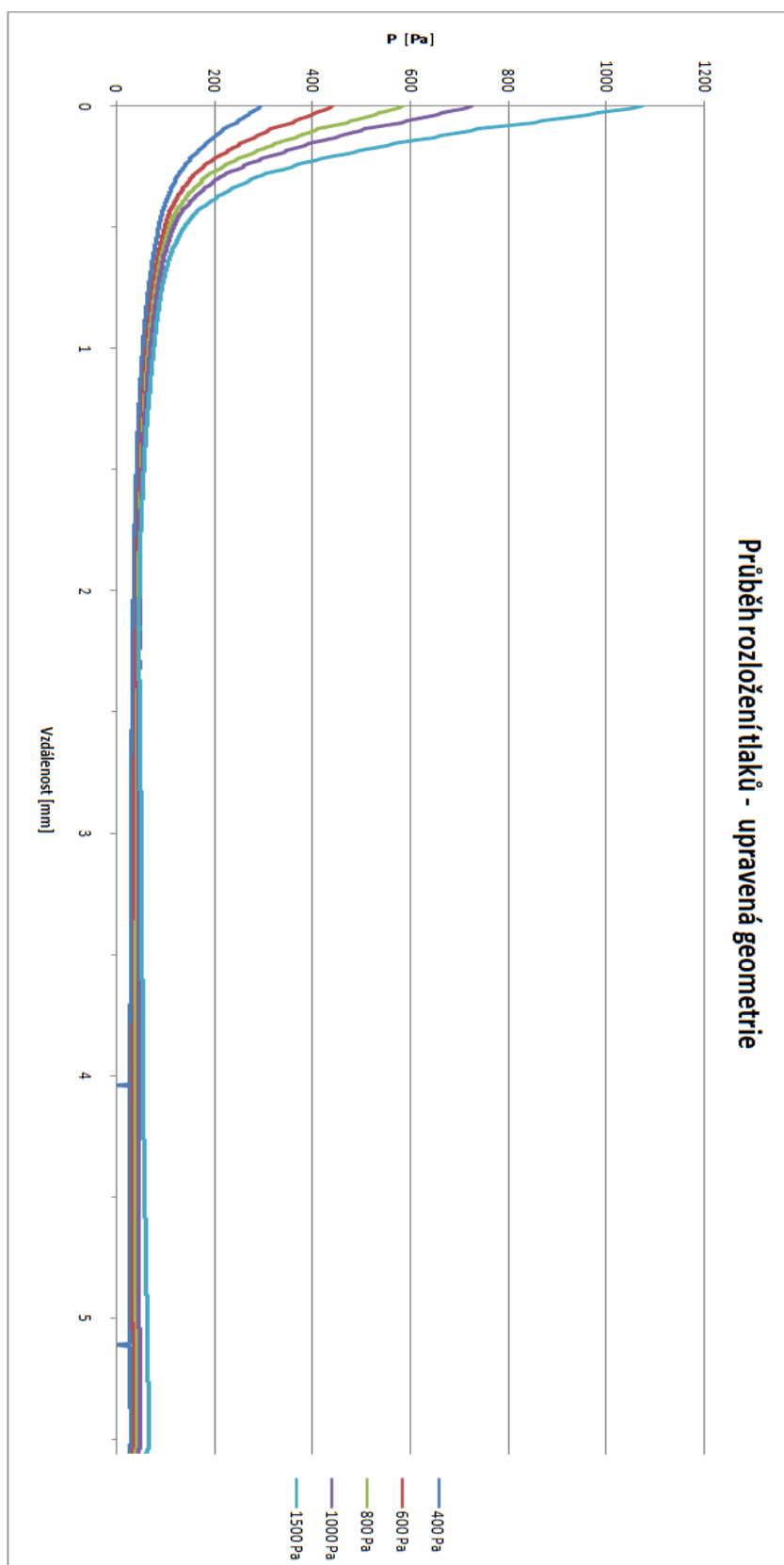
5.1.2 Grafické výsledky pro upravenou geometrii



Obr. 5.4 Rozmístění hustoty plynu

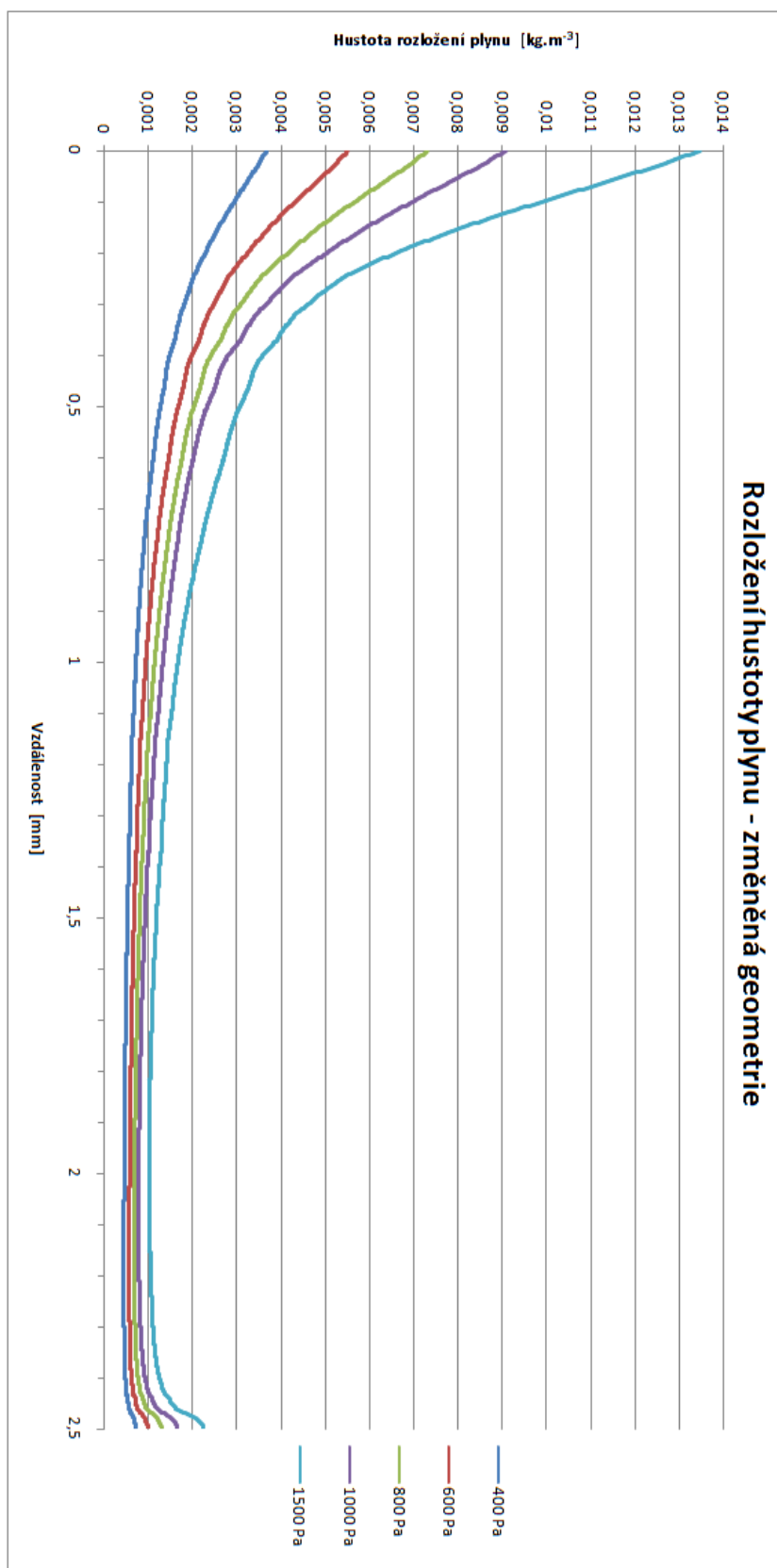


Obr. 5.5 Velikost Machova čísla

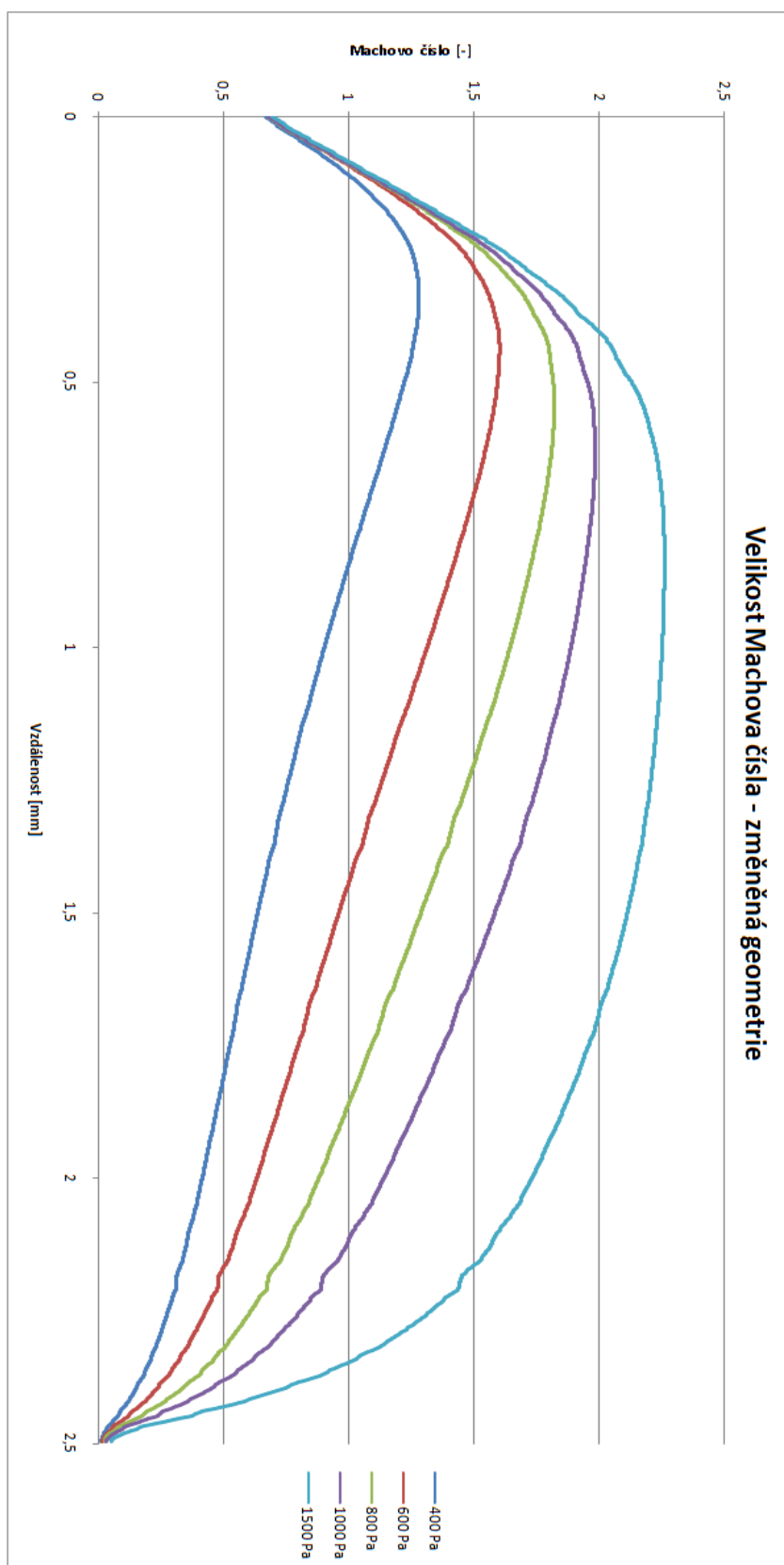


Obr. 5.6 Průběh rozložení tlaků plynů

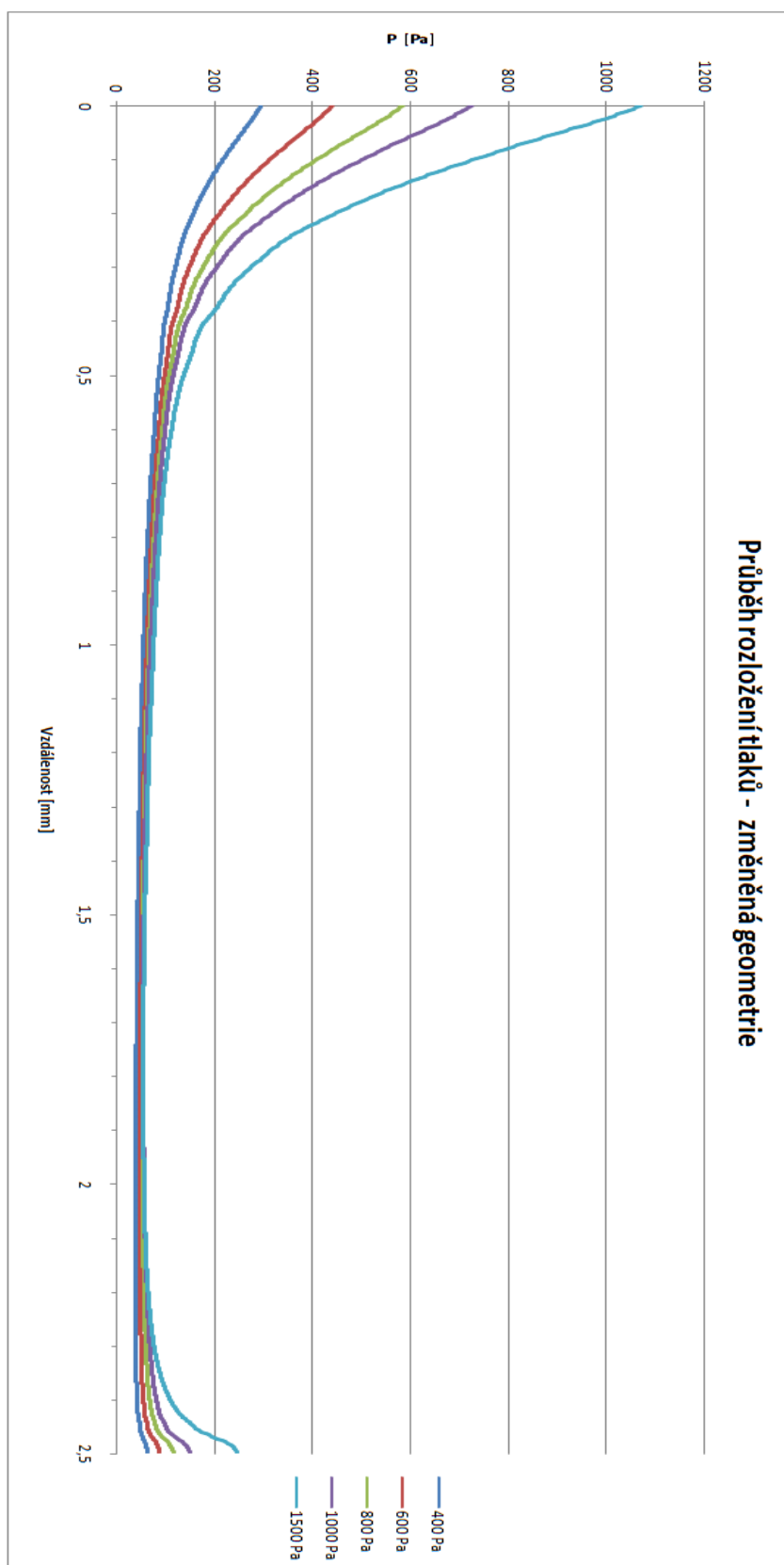
5.1.3 Grafické výsledky pro změněnou geometrii



Obr. 5.7 Rozmístění hustoty plynu

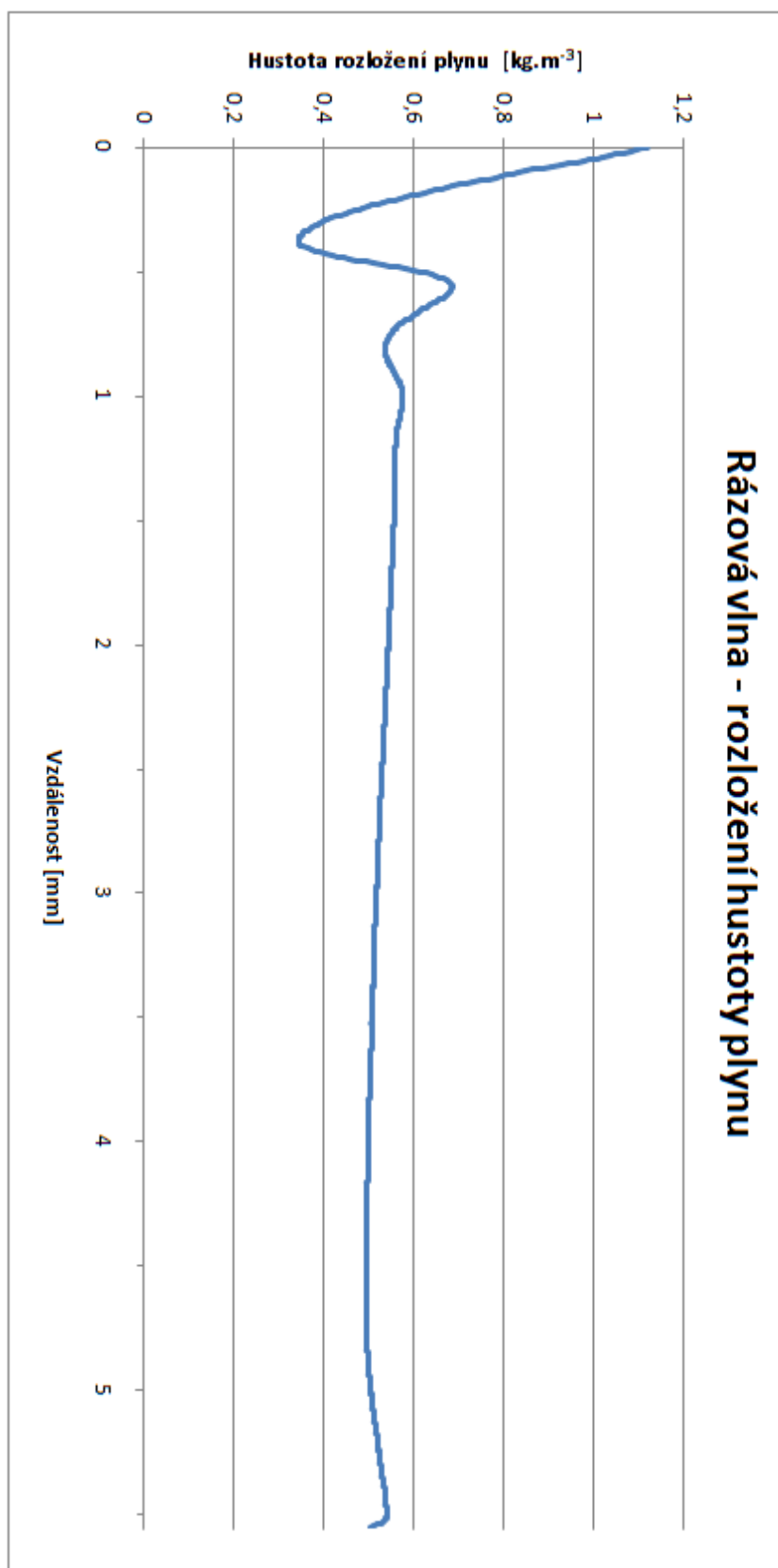


Obr. 5.8 Velikost Machova čísla

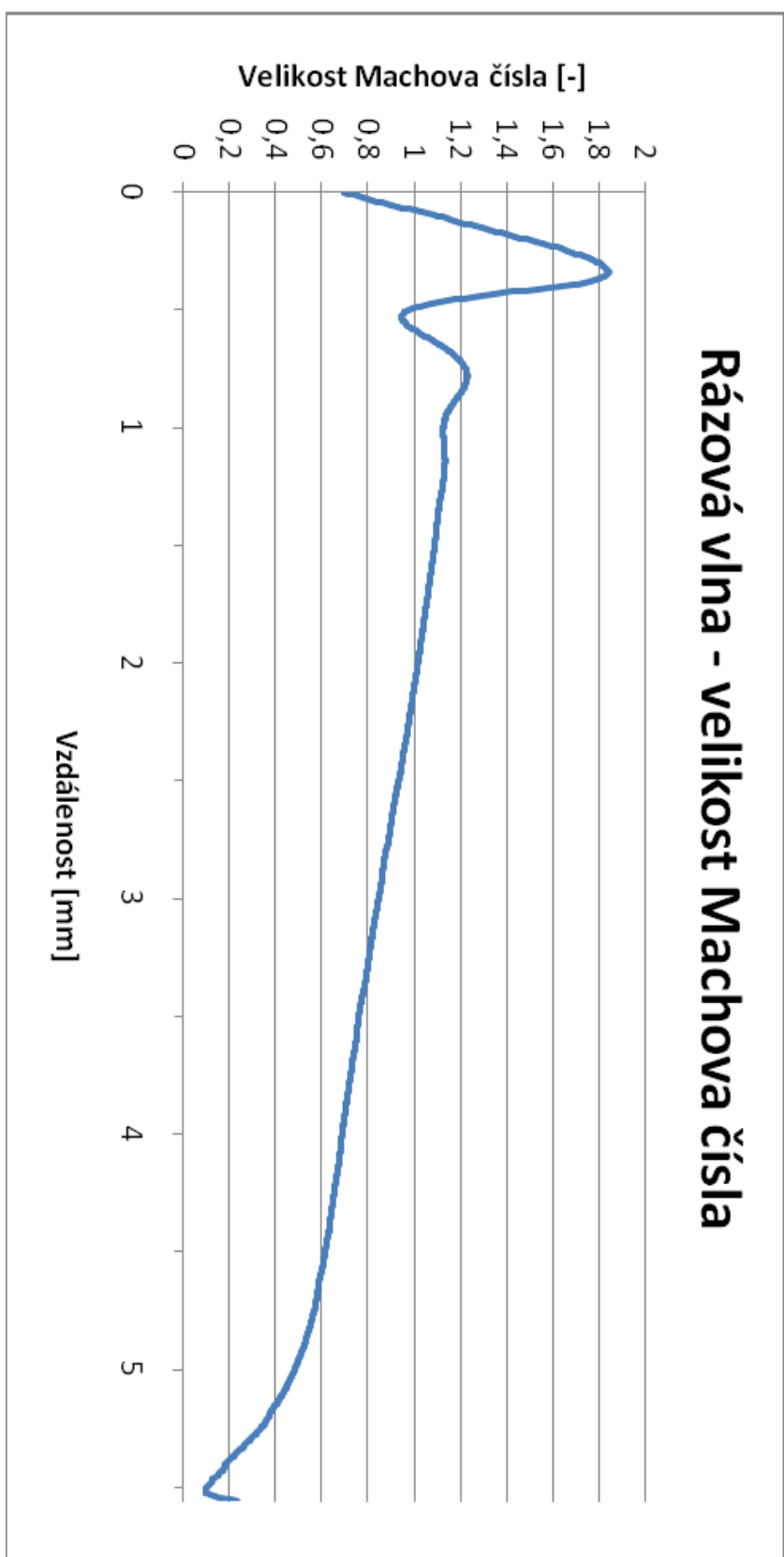


Obr. 5.9 Průběh rozložení tlaků plynů

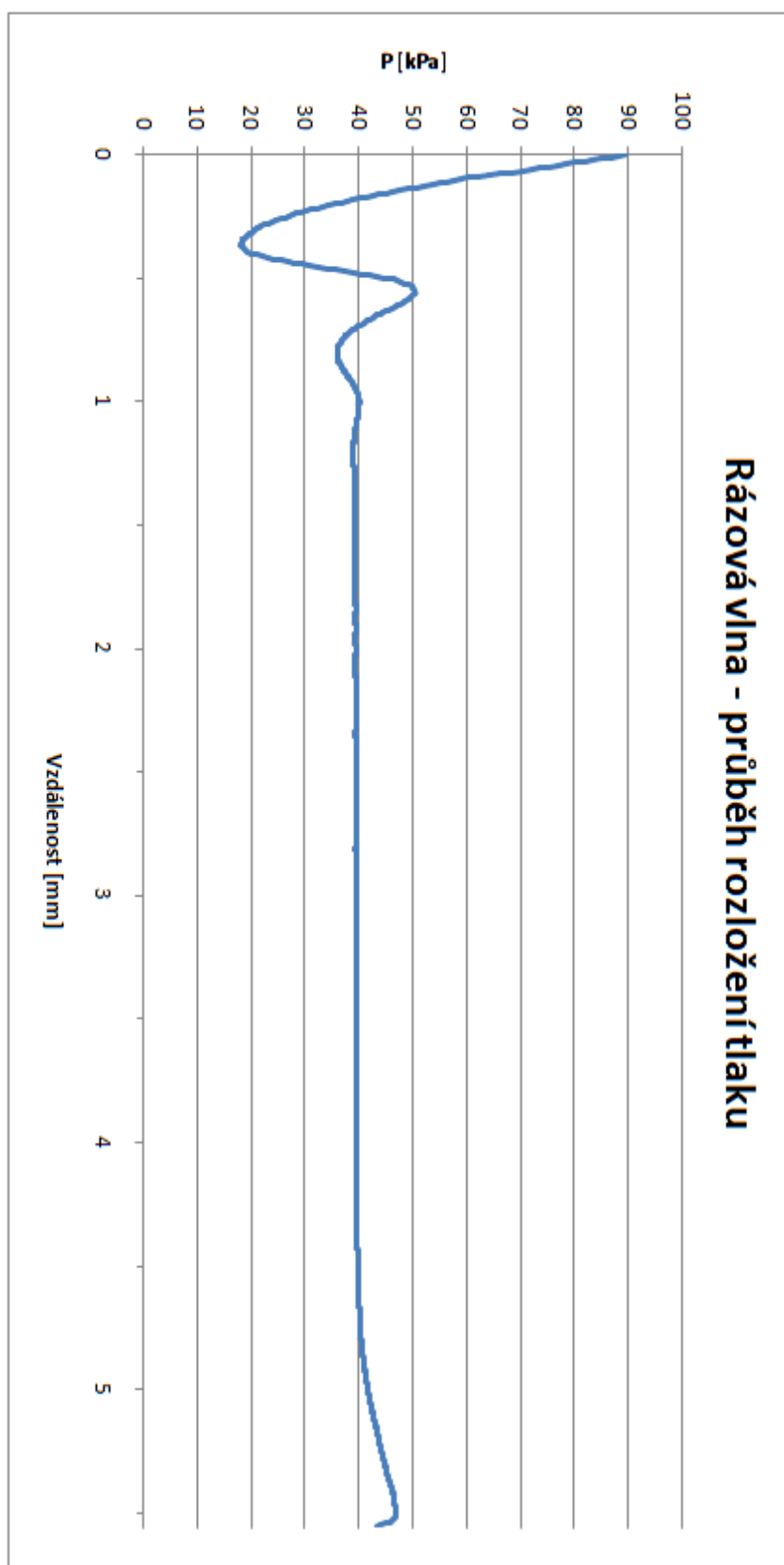
5.1.4 Rázová vlna



Obr. 5.10 Rozmístění hustoty plynu

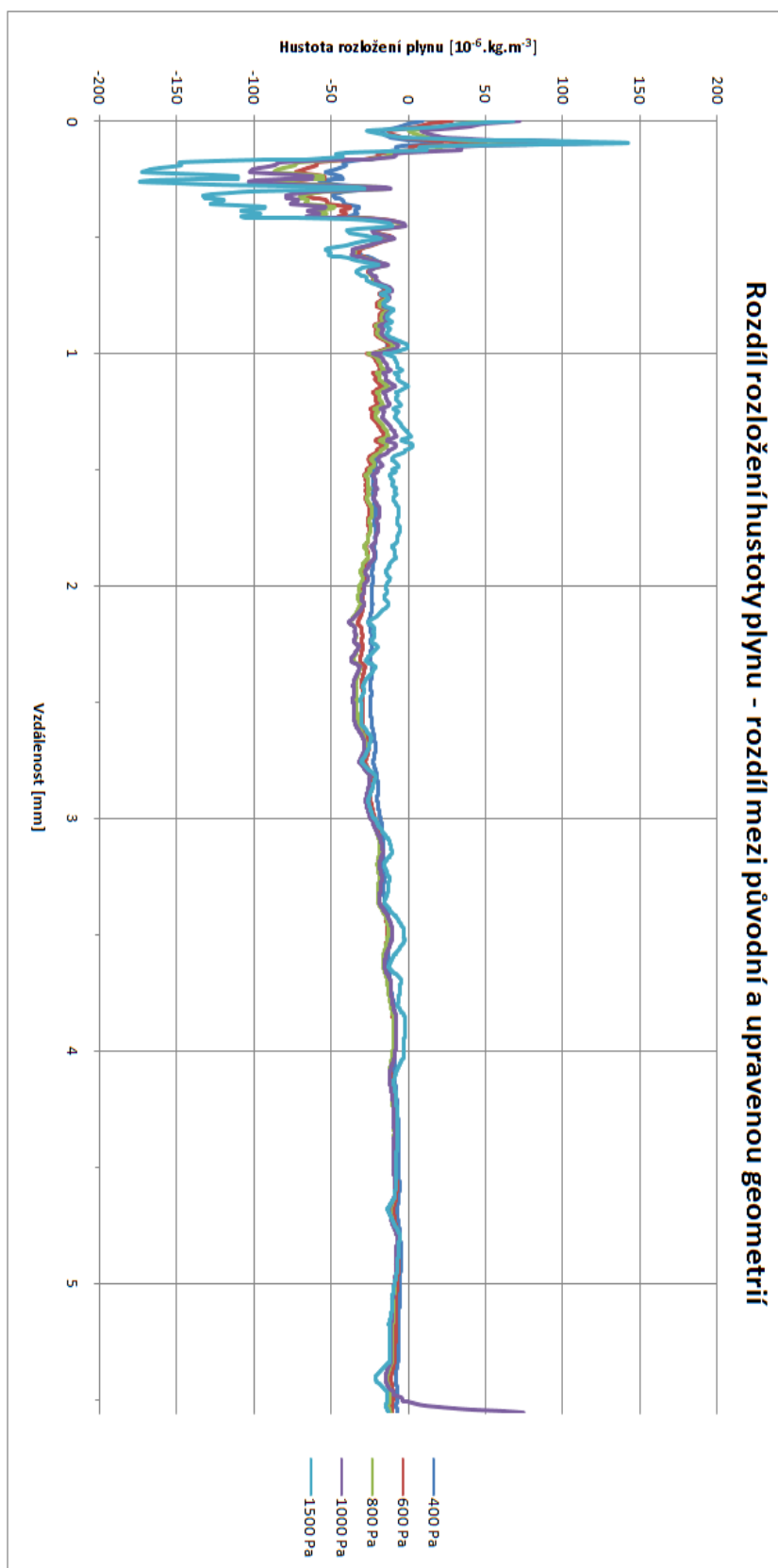


Obr. 5.11 Velikost Machova čísla

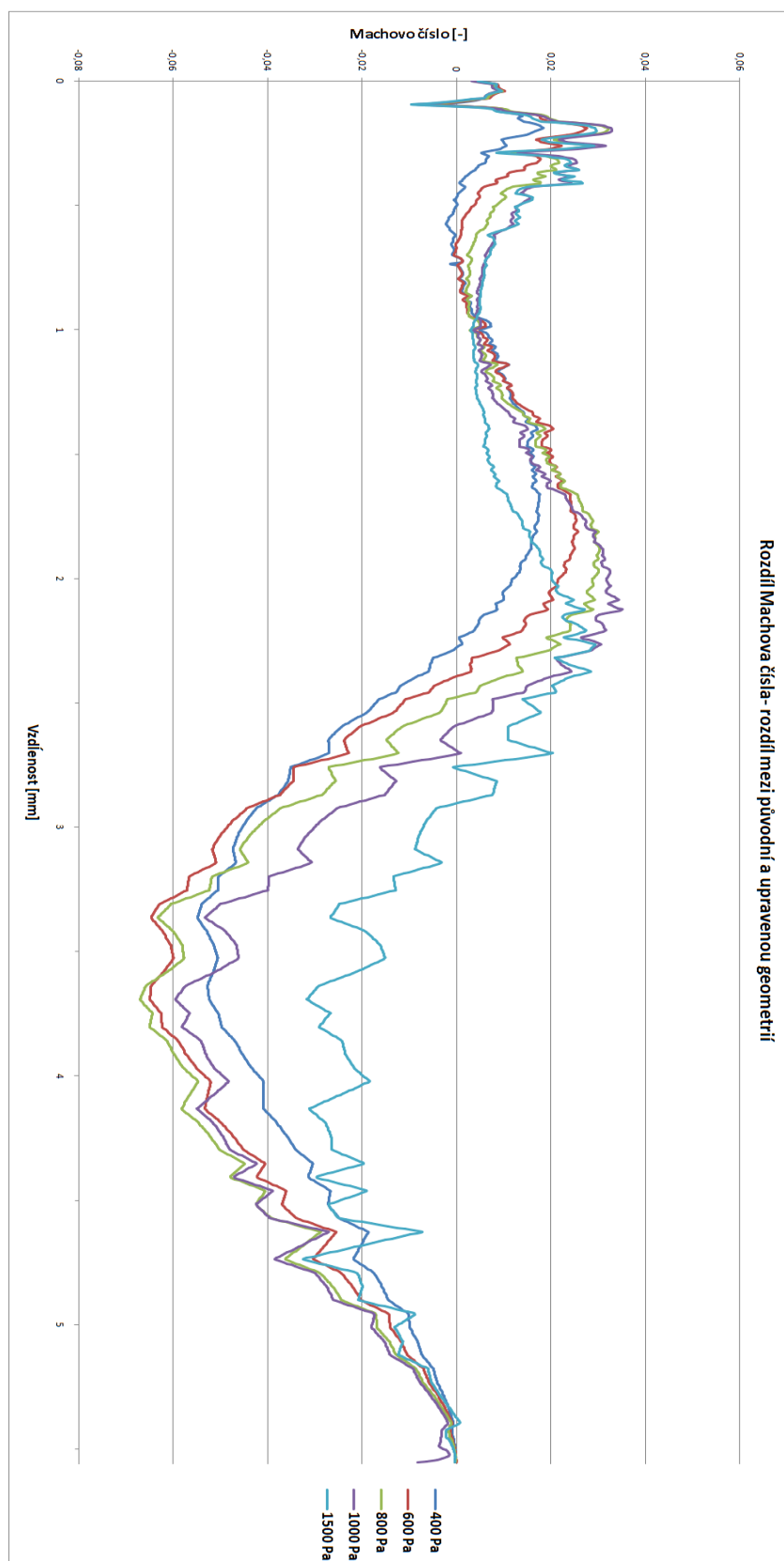


Obr. 5.12 Průběh rozložení tlaku plynu

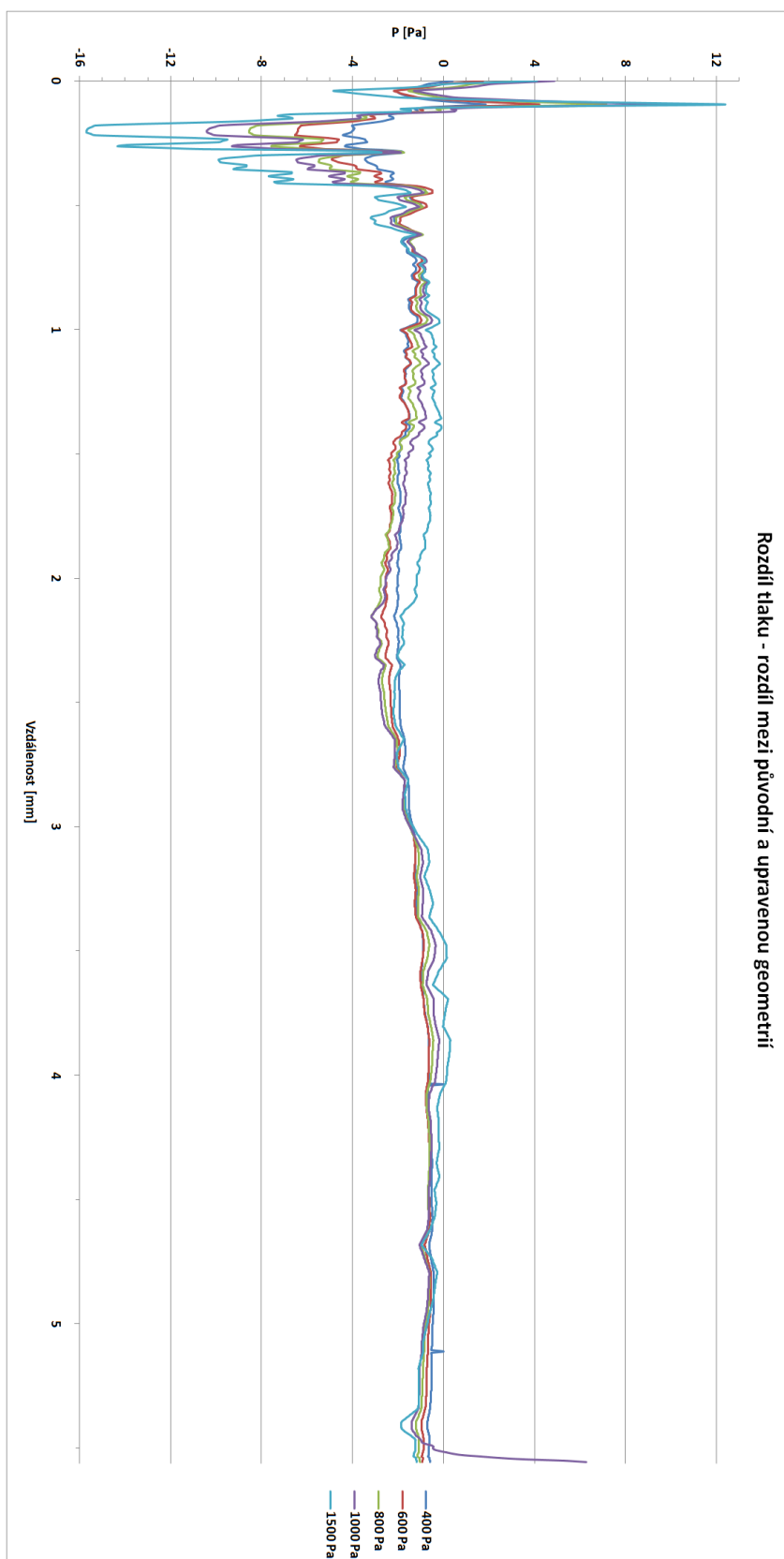
5.1.5 Srovnání výsledků původní geometrie a upravené geometrie



Obr. 5.13 Rozdíl rozložení hustoty plynu

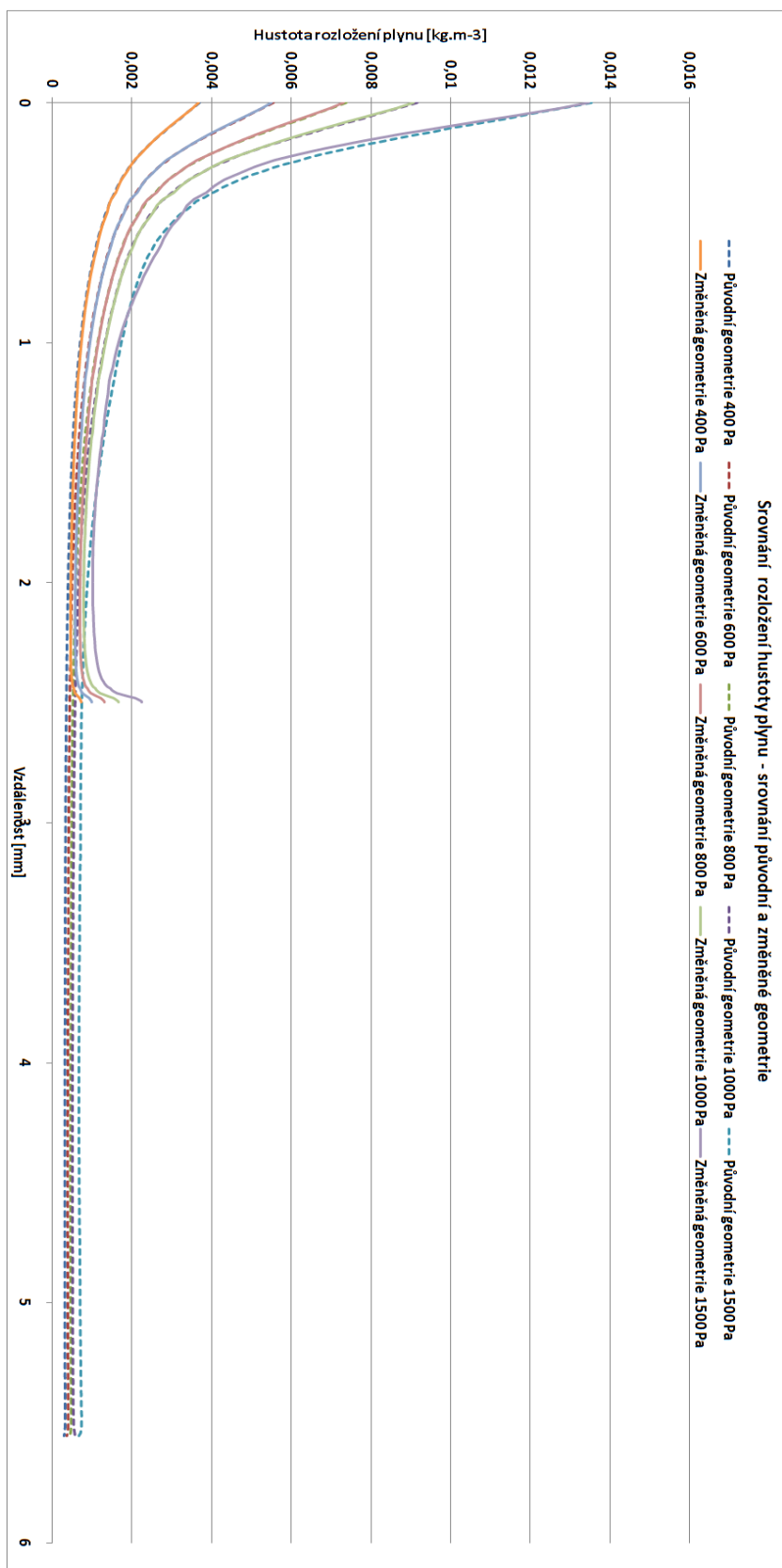


Obr. 5.14 Rozdíl Machova čísla

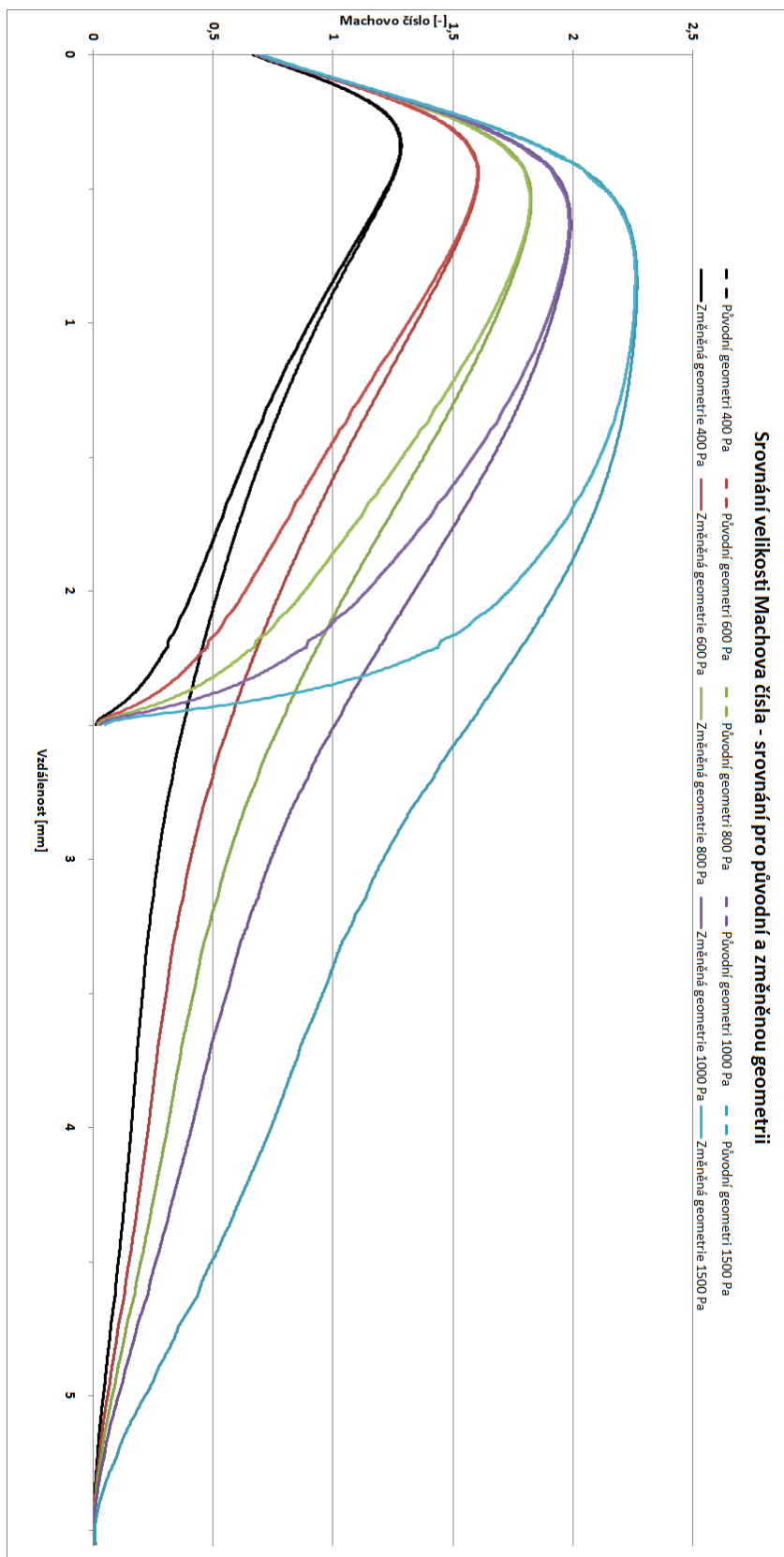


Obr. 5.15 Rozdíl tlaku

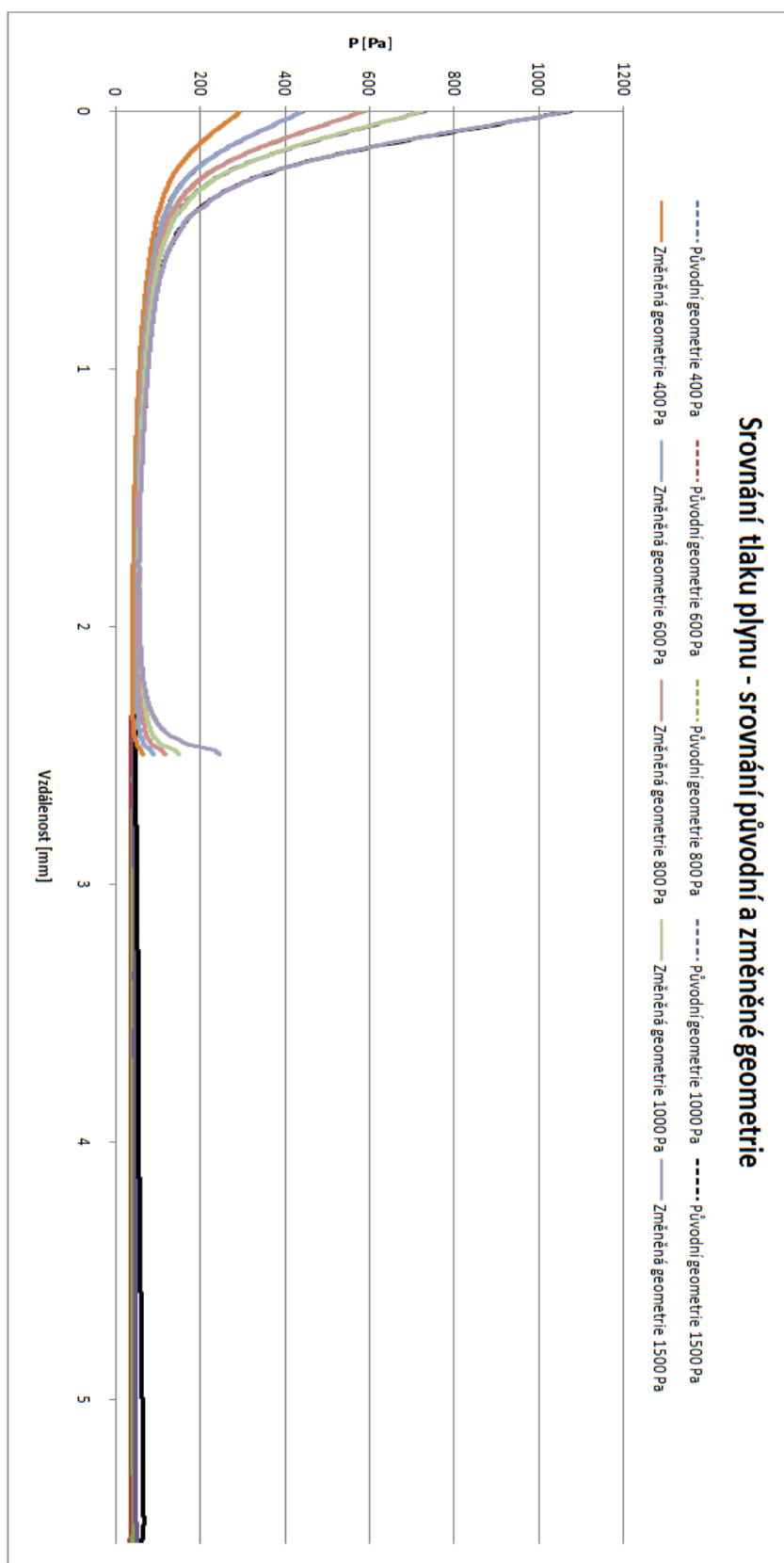
5.1.6 Srovnání výsledků původní geometrie a změněné geometrie



Obr. 5.16 Rozdíl rozložení hustoty plynu



Obr. 5.17 Rozdíl Machova čísla



Obr. 5.18 Rozdíl tlaku

5.2 Shrnutí výsledků

Jako výstup simulací v programu ANSYS při definovaných hodnotách okrajových podmínek dle předchozí kapitoly vyhodnotíme grafické výsledky pro:

- **Průběh hustoty**
 - Jako výchozí srovnávací hodnotu si stanovíme bod, kdy hustota poklesne pod hodnotu $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$
 - Druhým bodem bude vzdálenost od komory vzorku, kde hustota bude mít přibližně ustálenou hodnotu
 - Poslední hodnota bude v bodě výstupu z diferenciálně čerpané komory do tubusu
- **Machovo číslo**
 - Jelikož výchozí hodnoty Machova čísla pro všechny tlaky jsou podobné, stanovíme si první bod v místě, kdy jeho hodnota začíná klesat.
 - Druhý bod bude v místě poklesu hodnot pod 1 Mach.
 - Poslední hodnota bude odečtena z místa přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu.
- **Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu**
 - Jako první srovnávací hodnotu si stanovíme bod, ve kterém tlak poklesne pod hodnotu 100 Pa
 - Druhým bodem bude vzdálenost od komory vzorku, kde tlak bude mít přibližně ustálenou hodnotu
 - Poslední hodnota bude v bodě výstupu z diferenciálně čerpané komory do tubusu

5.2.1 Shrnutí výsledků pro původní geometrii

V první simulaci při nastavených hodnotách okrajových podmínek jsme získali grafické zobrazení pro:

- **Průběh hustoty**
 - Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti 67.10^{-2} mm , dále klesá, až se ve vzdálenosti 320.10^{-2} mm ustálí na hodnotě $0,32.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,30.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
 - Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti 93.10^{-2} mm , dále klesá, až se ve vzdálenosti 390.10^{-2} mm ustálí na hodnotě $0,39.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,37.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
 - Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti 115.10^{-2} mm , dále klesá, až se ve vzdálenosti 400.10^{-2} mm ustálí na hodnotě $0,46.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,43.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.

- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti 135.10^{-2} mm , dále klesá, až se ve vzdálenosti 410.10^{-2} mm ustálí na hodnotě $0,52.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,58.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti 178.10^{-2} mm , dále klesá, až se ve vzdálenosti 360.10^{-2} mm ustálí na hodnotě $0,68.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,68.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.

- **Machovo číslo**

- Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti 34.10^{-2} mm z hodnoty 1,285 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti 89.10^{-2} mm . Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $4,72.10^{-3} \text{ Ma}$.
- Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti 45.10^{-2} mm z hodnoty 1,605 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti 155.10^{-2} mm . Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $6,16.10^{-3} \text{ Ma}$.
- Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti 55.10^{-2} mm z hodnoty 1,826 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti 210.10^{-2} mm . Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $7,21.10^{-3} \text{ Ma}$.
- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti 64.10^{-2} mm z hodnoty 1,991 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti 251.10^{-2} mm . Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $10,46.10^{-3} \text{ Ma}$.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti 86.10^{-2} mm z hodnoty 2,267 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti 340.10^{-2} mm . Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $11,85.10^{-3} \text{ Ma}$.

- **Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu**

- Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti 39.10^{-2} mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti 411.10^{-2} mm ustálí na hodnotě 27,40 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 25,83 Pa.
- Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti 48.10^{-2} mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti 409.10^{-2} mm ustálí na hodnotě 33,54 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 31,41 Pa.
- Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti 55.10^{-2} mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti 408.10^{-2} mm ustálí na

hodnotě 39,10 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 37,41 Pa.

- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $59 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $400 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 44,00 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 50,49 Pa.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $68 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $210 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 44,60 Pa, od které pokračuje mírným růstem. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 59,64 Pa.

Tab. 5.1 Shrnutí výsledků pro původní geometrii

Shrnutí výsledků pro původní geometrii				
Průběh hustoty				
bod:	Pokles hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$	Přibližná velikost ustálené hodnoty	Vzdálenost ustálení hodnoty	Hustota na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	$\cdot 10^{-3} [\text{kg.m}^{-3}]$	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	$\cdot 10^{-3} [\text{kg.m}^{-3}]$
400	67	0,32	320	0,3
600	93	0,39	390	0,37
800	115	0,46	400	0,43
1000	135	0,52	420	0,58
1500	178	0,68	360	0,68
Machovo číslo				
bod:	Pokles z maxima	Hodnota maxima	Poklesu pod 1 Mach	Machovo číslo na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	[-]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	$\cdot 10^{-3} [-]$
400	34	1,285	89	4,72
600	45	1,605	155	6,16
800	55	1,826	210	7,21
1000	64	1,991	251	10,12
1500	86	2,267	340	11,85
Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu				
bod:	poklesu tlaku pod 100 Pa	Přibližná velikost ustálené hodnoty	ustálení hodnoty	Tlak na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	[Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	[Pa]
400	39	27,4	411	25,83
600	48	33,54	409	31,41
800	55	39,1	408	37,41
1000	59	44	400	50,49
1500	68	44,6	210	59,54

5.2.2 Shrnutí výsledků pro upravenou geometrii

V druhé simulaci při nastavených hodnotách okrajových podmínek jsme získali grafické zobrazení pro:

• Průběh hustoty

- Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti $70 \cdot 10^{-2}$ mm, dále klesá, až se ve vzdálenosti $440 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě $0,33 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,31 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
- Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti $95 \cdot 10^{-2}$ mm, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti

$402 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě $0,40 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,38 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³.

- Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³ ve vzdálenosti $117 \cdot 10^{-2}$ mm, dále klesá, až se ve vzdálenosti $460 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě $0,47 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,44 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³.
- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³ ve vzdálenosti $136 \cdot 10^{-2}$ mm, dále klesá, až se ve vzdálenosti $420 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě $0,53 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,51 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³ ve vzdálenosti $180 \cdot 10^{-2}$ mm, dále klesá, až se ve vzdálenosti $411 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě $0,68 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,69 \cdot 10^{-3}$ kg.m⁻³.

- **Machovo číslo**

- Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $44 \cdot 10^{-2}$ mm z hodnoty 1,259 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $88 \cdot 10^{-2}$ mm. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $4,90 \cdot 10^{-3}$ Ma.
- Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $45 \cdot 10^{-2}$ mm z hodnoty 1,601 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $155 \cdot 10^{-2}$ mm. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $6,20 \cdot 10^{-3}$ Ma.
- Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $56 \cdot 10^{-2}$ mm z hodnoty 1,819 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $205 \cdot 10^{-2}$ mm. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $7,46 \cdot 10^{-3}$ Ma.
- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $65 \cdot 10^{-2}$ mm z hodnoty 1,983 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $250 \cdot 10^{-2}$ mm. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $8,64 \cdot 10^{-3}$ Ma.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $86 \cdot 10^{-2}$ mm z hodnoty 2,262 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $345 \cdot 10^{-2}$ mm. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $12,16 \cdot 10^{-3}$ Ma.

- **Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu**

- Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $41 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $416 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 28,00 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 26,40 Pa.
- Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $49 \cdot 10^{-2}$ mm od komory

vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $416 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 34,20 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 32,65 Pa.

- Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $56 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $411 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 39,70 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 38,42 Pa.
- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $60 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $420 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 44,59 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 44,20 Pa.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $69 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $200 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 46,70 Pa, od které pokračuje mírným růstem. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 60,80 Pa.

Tab. 5.2 Shrnutí výsledků pro upravenou geometrii

Shrnutí výsledků pro upravenou geometrii				
Průběh hustoty				
bod:	Pokles hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$	Přibližná velikost ustálené hodnoty	Vzdálenost ustálení hodnoty	Hustota na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	$\cdot 10^{-3} [\text{ kg.m}^{-3}]$	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	$\cdot 10^{-3} [\text{ kg.m}^{-3}]$
400	70	0,33	440	0,31
600	95	0,4	402	0,38
800	117	0,47	460	0,44
1000	136	0,53	420	0,51
1500	180	0,68	411	0,69
Machovo číslo				
bod:	Pokles z maxima	Hodnota maxima	Poklesu pod 1 Mach	Machovo číslo na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	[-]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	$\cdot 10^{-3} [-]$
400	44	1,259	88	4,9
600	45	1,601	155	6,2
800	56	1,819	205	7,46
1000	65	1,983	250	8,64
1500	86	2,262	345	12,16
Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu				
bod:	poklesu tlaku pod 100 Pa	Přibližná velikost ustálené hodnoty	ustálení hodnoty	Tlak na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	[Pa]	$\cdot 10^{-2}$ [mm]	[Pa]
400	41	34,2	416	32,65
600	49	34,2	416	32,65
800	56	39,7	411	38,42
1000	60	44,59	420	44,2
1500	69	46,7	200	60,8

5.2.3 Shrnutí výsledků pro změněnou geometrii

V třetí simulaci při nastavených hodnotách okrajových podmínek jsme získali grafické zobrazení pro:

- **Průběh hustoty**

- Je nutné si uvědomit, že zde je vzdálenost mezi komorou vzorku a tubusem téměř o polovinu kratší.
- Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti $69 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$, dále klesá, až se ve vzdálenosti $211 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ ustálí na hodnotě $0,46 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $0,73 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
- Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti $95 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$, dále klesá, až se ve vzdálenosti $207 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ ustálí na hodnotě $0,58 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $1,0 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
- Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti $116 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$, dále klesá, až se ve vzdálenosti $208 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ ustálí na hodnotě $0,69 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$ ve vzdálenosti $139 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$, dále klesá, až se ve vzdálenosti $207 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ ustálí na hodnotě $0,79 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $1,67 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku nedojde k poklesu hustoty pod $1 \cdot 10^{-3}$. Tlak se ve vzdálenosti $191 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ ustálí na hodnotě $1,03 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je hustota $2,27 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$.

- **Machovo číslo**

- Obdobně jako u jiných parametrů bude mít na výsledky vliv zkrácení vzdálenosti mezi komorou vzorku a tubusem
- Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $32 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ z hodnoty 1,280 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $85 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $12,36 \cdot 10^{-3} \text{ Ma}$.
- Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $43 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ z hodnoty 1,602 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $145 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $17,83 \cdot 10^{-3} \text{ Ma}$.
- Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $54 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ z hodnoty 1,822 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $186 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $24,06 \cdot 10^{-3} \text{ Ma}$.

- Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $57 \cdot 10^{-2}$ mm z hodnoty 1,979 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $212 \cdot 10^{-2}$ mm. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $31,27 \cdot 10^{-3}$ Ma.
- Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde ke klesání hodnoty Machova čísla ve vzdálenosti $98 \cdot 10^{-2}$ mm z hodnoty 2,253 Ma. Hodnoty nižší než 1 Ma dosáhne ve vzdálenosti $235 \cdot 10^{-2}$ mm. Hodnota v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je $50,44 \cdot 10^{-3}$ Ma.
- **Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu**
 - Opět zkrácení vzdálenosti má vliv na výsledky.
 - Pro 400 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $40 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $202 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 38,83 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 64,79 Pa .
 - Pro 600 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $49 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $191 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 47,78 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 87,33 Pa .
 - Pro 800 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $55 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $183 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 52,80 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 115,99 Pa .
 - Pro 1000 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $60 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $155 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 55,10 Pa. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 149,40 Pa .
 - Pro 1500 Pa v komoře vzorku dojde k poklesu tlaku v diferenciálně čerpané komoře pod 100 Pa ve vzdálenosti $69 \cdot 10^{-2}$ mm od komory vzorku, tlak dále klesá, až se ve vzdálenosti $200 \cdot 10^{-2}$ mm ustálí na hodnotě 46,70 Pa, od které pokračuje mírným růstem. Na přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu je tlak 60,80 Pa .

Tab. 5.3 Shrnutí výsledků pro změněnou geometrii

Shrnutí výsledků pro změněnou geometrii				
Průběh hustoty				
bod:	Pokles hustoty pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$	Přibližná velikost ustálené hodnoty	Vzdálenost ustálení hodnoty	Hustota na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2} [\text{mm}]$	$\cdot 10^{-3} [\text{kg.m}^{-3}]$	$\cdot 10^{-2} [\text{mm}]$	$\cdot 10^{-3} [\text{kg.m}^{-3}]$
400	69	0,46	211	0,72
600	95	0,58	207	1
800	116	0,69	208	1,3
1000	139	0,79	207	1,67
1500	-	1,03	191	2,27
Machovo číslo				
bod:	poklesu pod 1 Mach	Přibližná velikost ustálené hodnoty	ustálení hodnoty	Machovo číslo na vstupu do tubusu
P [Pa]	[-]	[-]	$\cdot 10^{-2} [\text{mm}]$	$\cdot 10^{-3} [-]$
400	32	1,28	85	12,36
600	43	1,602	145	17,83
800	54	1,822	186	24,06
1000	57	1,979	212	31,27
1500	86	2,262	345	12,16
Vstoupící z komory vzorku do tubusu				
bod:	poklesu tlaku pod 100 Pa	Přibližná velikost ustálené hodnoty	ustálení hodnoty	Tlak na vstupu do tubusu
P [Pa]	$\cdot 10^{-2} [\text{mm}]$	[Pa]	$\cdot 10^{-2} [\text{mm}]$	[Pa]
400	41,1	28	416	26,4
600	49	34,2	416	32,65
800	56	39,7	411	38,42
1000	60	44,59	420	44,2
1500	69	46,7	200	60,8

5.2.4 Shrnutí výsledků pro rázovou vlnu

Při simulacích v oblasti nízkých tlaků překvapivě nedocházelo ke vzniku rázových vln v rychlostech nad 1 mach. Pro dokázání, že program je schopen výpočtu a zobrazení rázové vlny, byly nastavené hodnoty okrajových podmínek rozdílné v porovnání s předchozími případy. Jelikož při předchozích nízkých hodnotách tlaků v komoře vzorku nedochází ke vzniku rázových vln, byla zvolena hodnota tlaku v komoře vzorku odpovídající atmosférickému tlaku, to znamená 101,325 kPa.

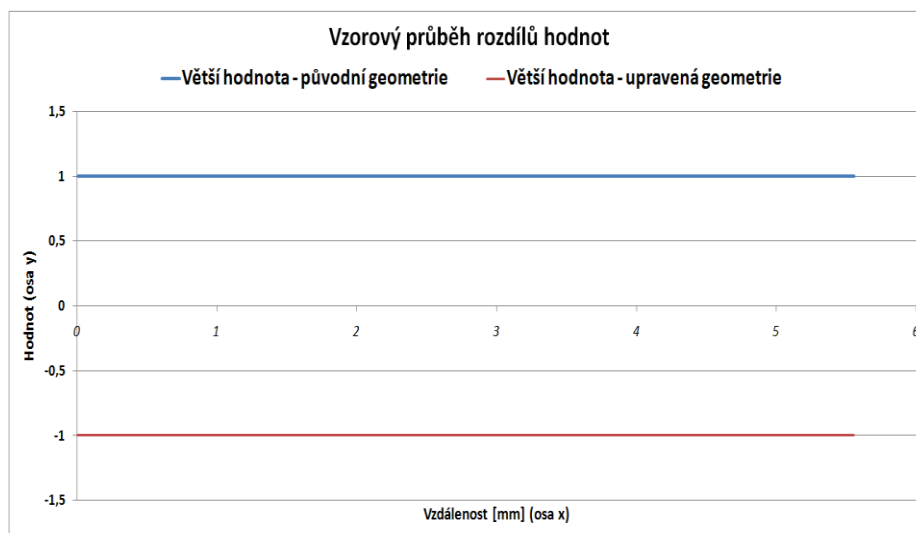
Při vzniku rázové vlny dochází ke skokovým změnám stavových veličin, což v případě, kdy oblasti jejího vzniku prochází elektronový svazek, má negativní dopad na jeho vlastnosti.

Grafy výstupních hodnot názorně zobrazují vlivy jednotlivých veličin mezi sebou. Všechny mají standardní pořádek, kdy tvar jejich průběhu odpovídá dříve získaným grafickým výstupům. Avšak v bodě, kdy velikost Machova čísla dosáhne maximální hodnoty, dochází ke vzniku rázové vlny, což má za následek opětovný nárůst hustoty plynu za bodem jejího vzniku. Stejně tak i v místě nárůstu hustoty plynu dochází ke vzniku oblasti se zvýšeným tlakem.

V místě, kde rázová vlna zaniká, vracejí se jednotlivé veličiny ke svým standardním hodnotám, to znamená po poklesu hustoty a tlaku plynu dojde k opětovnému nárůstu Machova čísla a průběhy pokračují standardním způsobem. K opětovnému nárůstu hustoty a tlaku plynu, resp. poklesu Machova čísla dojde až na rozhraní mezi diferenciálně čerpanou komorou a tubusem.

5.2.5 Srovnání výsledků původní a upravenou geometrii

Rozdíly jednotlivých veličin byly vneseny do grafů. Pokud je výsledná hodnota kladná, znamená to, že původní geometrie dosahovala vyšších hodnot. V bodech, kde průběh prochází nulou, jsou hodnoty obou geometrií shodné. To znamená, že čím blíže je průběh k nule (ose x), tím je rozdíl hodnot menší. Je-li hodnota záporná, pak hodnoty upravené geometrie jsou vyšší.



Obr. 5.19 Vzorový průběh rozdílů hodnot

- **Průběh hustoty**

- Z grafu je zřejmé, že největší rozdíly hodnot jsou na začátku, kde je hustota plynu v původní geometrii výrazně vyšší. Od místa poklesu pod $1 \cdot 10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$, které bylo zvoleno jako orientační bod a jehož bylo dosaženo maximálně ve vzdálenost $180 \cdot 10^{-2} \text{ mm}$ od komory vzorku, jsou rozdíly v hustotě jen velmi malé. Je třeba vzít v úvahu, že hodnoty jsou v $10^{-6} \text{ kg.m}^{-3}$.
- Hodnoty po částečném odeznění „rozkmity“ hodnot zůstávají záporné. To znamená, že vyšší hodnoty byly u upravené geometrie.

- **Machovo číslo**

- Opět přes zřejmý rozptyl hodnot jsou jejich číselné rozdíly velmi malé.
- Zhruba do poloviny vzdálenosti mezi komorou vzorku a tubusem je rozdíl malý, pak ale narůstá a to nejenom mezi samotnými hodnotami pro stejný tlak v komoře vzorku, ale i mezi jednotlivými tlaky, pro které byly výpočty realizovány.
- I v tomto případě hodnoty původní geometrie jsou nižší než u upravené.

- **Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu**

- Vzhledem k závislosti hustoty plynu a jeho tlaku je zřejmé, že i výsledné grafické zobrazení jejich rozdílů budou mít podobný průběh. Opět největší rozdíly hodnot jsou na začátku, od místa poklesu

pod 100 Pa jsou rozdíly v tlaku jen velmi malé a znovu po odeznění „rozkmitu“ hodnot zůstávají záporné, což znamená vyšší hodnoty u upravené geometrie

5.2.6 Srovnání výsledků původní geometrie a změněné geometrie

Srovnání těchto dvou geometrií je dosti náročné, jelikož je zde mnoho na první pohled nepřiliš zřejmých faktorů, které v konečném důsledku mohou na první pohled nevyhovující výsledek označit jako vyhovující. Hlavním faktorem je právě fakt, že svazek vycházející z tubusu je během své cesty přes diferenciálně čerpanou komoru a pak v komoře vzorku v použité upravené geometrii, vzhledem ke kratší vzdálenosti mezi jeho zdrojem a vzorkem, vystaven negativním vlivům po výrazně kratší dobu, než u původní geometrie.

Právě proto nelze na první pohled určit, kdy faktory působící na svazek u změněné geometrie jsou i přes, oproti původní geometrii, své vyšší hodnoty pořád lepší volbou než menší, ale déle působící hodnoty negativních faktorů u původní geometrie.

Srovnání hodnot bylo provedeno vnesením hodnot jednotlivých shodných veličin vnesením do společných grafů se společným měřítkem.

- **Průběh hustoty**

- Z grafu je hned zřejmé, že hodnoty pro obě geometrie jsou téměř shodné. U změněné geometrie dochází k nárůstu hustoty v místě na rozhraní mezi diferenciálně čerpanou komorou a tubusem

- **Machovo číslo**

- Výstupní hodnota velikosti Machova čísla velmi blízká a dle velikosti jednotlivých dvojic tlaků v komoře vzorků dochází k růstu Machova čísla až do jednotlivých bodů zlomu, od kterých začínají klesat. Tyto body byly pro všechny tlaky popsány v předchozích shrnutích výsledků. Od nich všude dochází k poklesu a rozdělení dvojic tlaků vlivem různé rychlosti jejich poklesu.
- Srovnání velikosti Machova nejvýrazněji ukazuje rozdíly v hodnotách u této dvojice geometrií, u ostatních průběhů nejsou tyto rozdíly tak zřejmé

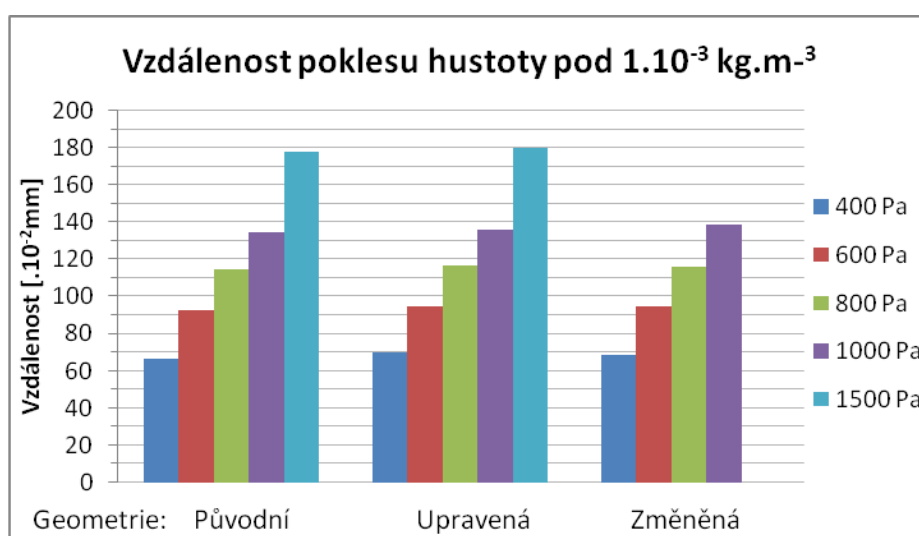
- **Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu**

- Zde je opět vidět citelná závislost mezi tlakem a hustotou plynu. Hodnoty pro jednotlivé geometrie se téměř kryjí a k jejich oddělení a nárůstu dochází zase až před přechodem mezi diferenciálně čerpanou komorou a tubusem

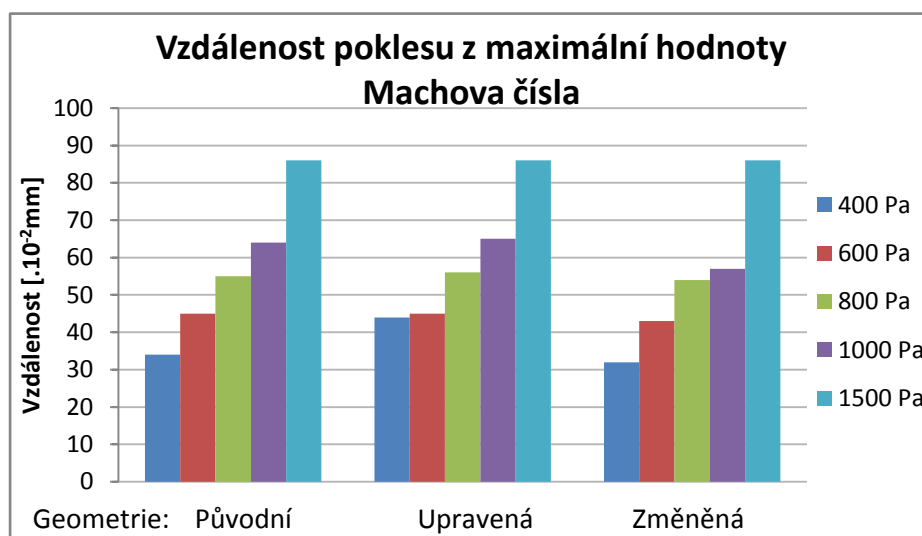
5.2.7 Srovnání výsledků pro jednotlivé veličiny u všech geometrií

Pro zřehlednění dosažených výsledků byly vneseny do sloupcových grafů veličiny s nejlepší výpovědní hodnotou pro:

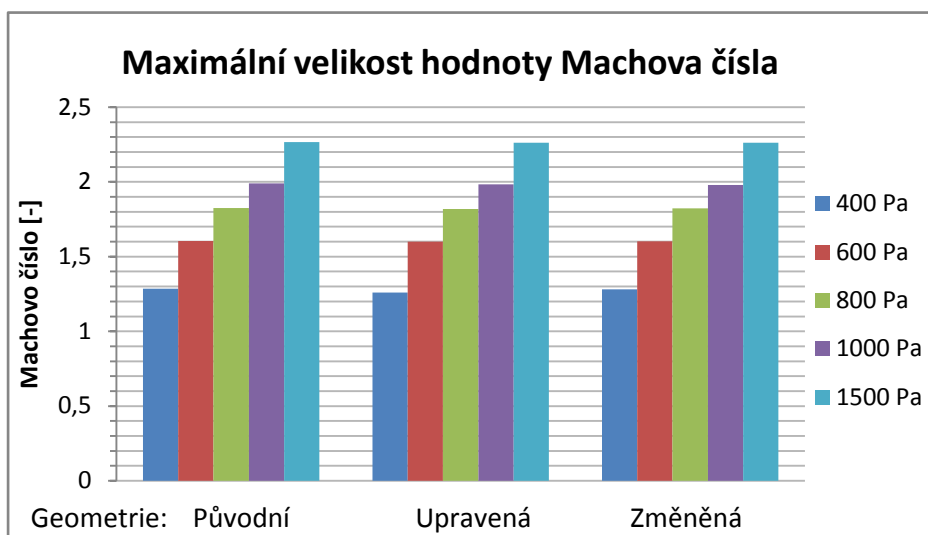
- **Průběh hustoty**
 - Vzdálenost od komory vzorku, kdy hustota poklesne pod hodnotu $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$
- **Machovo číslo**
 - Vzdálenost od komory vzorku, kdy hodnota Machova čísla začíná klesat z maxima a hodnotu tohoto maxima
- **Průběh tlaku na dráze vedoucí z komory vzorku do tubusu**
 - Vzdálenost od komory vzorku, kdy tlak poklesne pod hodnotu 100 Pa



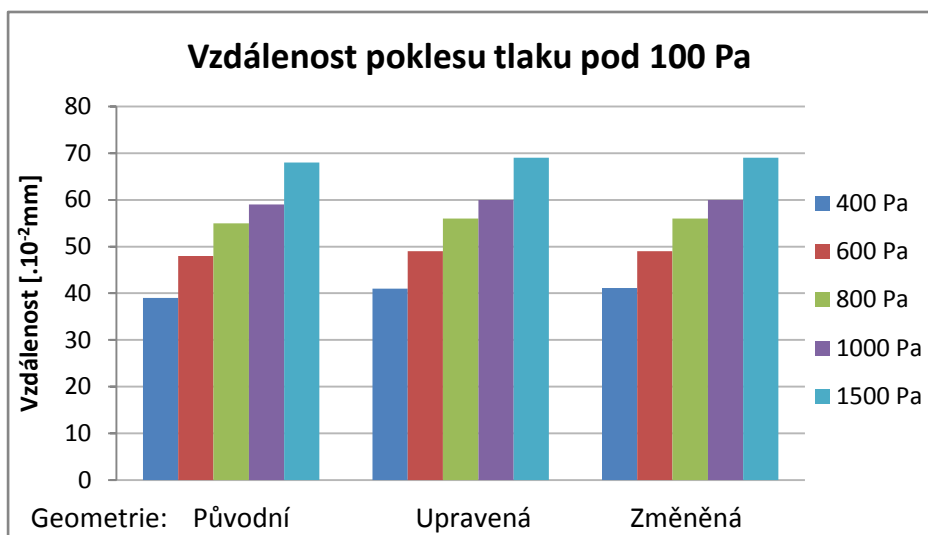
Obr. 5.20 Srovnání výsledků pro všech geometrií: Vzdálenost poklesu hustoty pod $1.10^{-3} \text{ kg.m}^{-3}$



Obr. 5.21 Srovnání výsledků pro všech geometrií: Vzdálenost poklesu z maximální hodnoty Machova čísla



Obr. 5.22 Srovnání výsledků pro všech geometrií: Maximální velikost hodnoty Machova čísla



Obr. 5.23 Srovnání výsledků pro všech geometrií: vzdálenost poklesu hustoty pod 100 Pa

6 METODIKA VÝPOČTU

Ansys CFX není úplně stavěn pro výpočty v oblasti velmi nízkých tlaků v kombinaci s nadzvukovým prouděním. Při této kombinaci je náročné udržet stabilitu výpočtu, musí se použít metodika postupných kroků k udržení stability a konvergence.

Po všech variantách se jako nejvýhodnější osvědčila následující metodika výpočtu, při které byly použity následné kroky:

1. Výpočet začíná s nastaveným referenčním tlakem 100 000 Pa v režimu upwind prvního řádu, režimu pressure based a plynem s konstantní teplotou.
2. Po konvergenci je plyn změněn na ideální.
3. Po konvergenci je referenční tlak po etapách snižován na 0.
4. Po konvergenci je režim změněn na density based.
5. Po konvergenci je změněn režim na upwind druhého řádu.

7 ZÁVĚR

Cílem předložené diplomové práce bylo pomocí systému CAD a CAE (Computer Aided Engineering – počítačová podpora inženýrských prací) vyhodnotit vliv nadzvukového proudění na tlak a hustotu plynu v dráze primárního svazku elektronu v komoře diferenciálního čerpání u environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu. Dále bylo úkolem vytvořit metodiku výpočtu uplatnitelnou pro nadzvukové proudění v oblasti nízkých tlaku v systému ANSYS CFX.

V práci jsme se seznámili s celkovým vývojem mikroskopie, elektronové mikroskopie, diferenciálně čerpanou komorou, prouděním tekutin a programem použitým pro samotnou realizaci diplomové práce. Dále byly krátce popsány geometrie (2D model pro výpočty) a nastíněn důvod jejich použití.

Následně bylo provedeno vyhodnocení výsledků jejich vynesení do grafu. Byly zvoleny klíčové body v těchto grafech a dle nich byl vytvořen jejich popis. Pro seznámení se s důsledky rázové vlny v jednom 2D modelu byl nasimulován její vznik. Vyhodnotili jsme chování a souvislosti mezi sledovanými veličinami. V poslední sérii grafů bylo vyneseno srovnání mezi původním použitým 2D modelem a dvojicí upravených modelů.

Nakonec jsme se zabývali metodikou výpočtu uplatnitelnou pro nadzvukové proudění v oblasti nízkých tlaku v systému ANSYS CFX.

Z tvarů popsáných charakteristik byly zvoleny klíčové body, ze kterých byly vyneseny hodnoty pro srovnání vzdálenosti, které jsou potřebné pro ustálení průběhu sledované veličiny. Všechny hodnoty lze označit za standardní, žádná neměla tendenci vybočovat z předpokládaných sobě podobných průběhů, tzn. se stejným tvarem ale většími nebo menšími hodnotami. Srovnání bude popsáno dále.

Pro vznik rázové vlny bylo nutné výrazně zvětšit hodnoty okrajových podmínek. Použitý atmosférický tlak v komoře vzorku byl až 250-ti násobný v porovnání s tlaky použitými v původních simulacích. Z výsledných hodnot vynesných do grafů lze velmi dobře vyčíst závislosti jednotlivých veličin na sobě a jejich chování v oblasti vzniku rázové vlny. Při růstu Machova čísla klesají tlak a hustota plynu. V momentě, kdy dosáhne Machovo číslo maxima, dojde ke vzniku rázové vlny, co vede ke skokovým změnám hodnot veličin. V místě vzniku rázové vlny dojde k nárůstu tlaku a hustoty plynu. Za rázovou vlnou dojde v krátkém úseku k náhlému poklesu tlaku a hustoty plynu a pak opět jejich vysokému růstu, spádu a pozvolné stabilizaci. Vše lze vyčíst z obrazových výstupů v příloze. Důvodem vzniku rázové vlny v tomto místě je právě velikost zvoleného tlaku v komoře vzorku, kdy pak a rozhraní diferenciálně čerpané komory a komory vzorku vzniká prostředí, ve kterém nemůže plyn proudit vysokou rychlostí z důvodu vysokého tlaku a především jeho hustoty.

Pro srovnání původní geometrie s upravenou byly vytvořeny graficky rozdíly jejich výstupních hodnot. Zde se projevily výhody zvolených bodů použitých pro popis předchozích grafů, které nám udávaly přibližné hodnoty, kdy dochází ke změnám poměru hodnot původní a upravené geometrie. Ve všech případech vyšlo najevo, že do určité vzdálenosti (přibližně v námi zvolených popisných bodech) byla vhodnější upravená geometrie, avšak vždy větší část vzdálenosti mezi komorou vzorku a tubusem byla vhodnější původní geometrie.

Srovnání výsledků původní geometrie a změněné geometrie bylo provedeno opět vynesáním obou průběhu veličin do společného grafu. Toto nám dalo možnost srovnat hodnoty dvou výstupu s různou délkou diferenciálně čerpané komory, konkrétně pak vzdálenosti mezi komorou vzorku a tubusem. Průběh hodnot hustoty tlaku byl u změněné geometrie v podstatě stejný jako u původní geometrie, pouze se logicky projevil jejich nárůst v místě přechodu z diferenciálně čerpané komory do tubusu. To samé lze říci i k průběhům tlaků. Pouze u hodnot Machova čísla byl průběh stejný pouze do moment dosažení maximální hodnoty, pak z důvodu zkrácené vzdálenosti k výstupu do tubusu, byl pokles jeho hodnoty rychlejší.

Pro zřehlednění byly vyneseny do sloupcových grafů zvolené hodnoty pro jednotlivé veličiny, to znamená tlak, hustotu plynu a velikost Machova čísla. Zde je vidět velká podobnost velikosti těchto hodnot. Z výhod, které přináší kratší vzdálenosti mezi tubusem a komorou vzorku u změněné geometrie, je možné označit právě ji jako nejvhodnější.

Ze všech získaných výstupu lze označit za nejvhodnější změněnou geometrii. Výsledky ze všech srovnání velikosti hodnot jednotlivých veličin byly podobné. Vezmeme-li v úvahu kratší vzdálenosti mezi komorou vzorku a tubusem, na které na elektronový svazek působí nežádoucí jevy, která je u změněné geometrie dosažena posunutím tubusu blíže ke komoře vzorku, je možné označit její výsledky za nejlepší.

Zadáním diplomové práce bylo vyhodnotit vliv nadzvukového proudění na tlak a hustotu plynu v dráze primárního svazku elektronů v komoře diferenciálního čerpání u environmentálního rastrovacího elektronového mikroskopu. To bylo splněno pro oba případy, kdy nevzniká i vzniká rázová vlna.

Na závěr byla popsána metodika, která byla použita pro výpočet v oblasti nízkých tlaků pro program Ansys.

POUŽITÁ LITERATURA

- [1] MAXA, Jiří. ANALÝZA PROUDĚNÍ PLYNU V ZAŘÍZENÍCH ELEKTRONOVÉHO MIKROSKOPU. Brno : [s. n.], 2008,
- [2] WIKIPEDIA [ONLINE]. 2013 [CIT. 2013-3-09]. Ansys. DOSTUPNÉ Z: <[HTTP://PL.WIKIPEDIA.ORG/WIKI/ANSYS](http://pl.wikipedia.org/wiki/ANSYS)>
- [3] KOZUBKOVÁ, S; DRÁBKOVÁ, S. *Numerické modelování proudění : FLUENT I.* Ostrava : [s.n.], 2003. 115 s.
- [4] TORO, E.F., RIEMAN SOLVERS AND NUMERICAL METHODS FOR FLUID DYNAMICS, SPRINGER, 3RD EDITION, Berlin : [s.n.], 2009, 724 s.
- [5] WIKIPEDIA [ONLINE]. 2010 [CIT. 2010-12-09]. *Proudění*. DOSTUPNÉ Z WWW: <[HTTP://CS.WIKIPEDIA.ORG/WIKI/PROUDĚNÍ](http://cs.wikipedia.org/wiki/PROUDĚNÍ)>
- [6] ŽITNÝ, Rudolf. *NUMERICKÁ ANALÝZA PROCESŮ* [PowerPoint]. Praha, 2010 [cit. 2013-03-29]. DOSTUPNÉ Z: http://www.google.cz/url?sa=t&rct=j&q=&esrc=s&frm=1&source=web&cd=2&cad=rja&ved=0CDUQFjAB&url=http%3A%2F%2Fusers.fs.cvut.cz%2F~zitnyrud%2FNAP10.ppt&ei=KstAUZfsLceh4gSk0YDwCw&usg=AFQjCNGHF9ynbiXIUo7j_XmOk9krxiQeZw&sig2=zjOI-WdL5wU3t0mJ8DCdSg&bvm=bv.43287494,d.Yms
- [7] ŠKORPÍK, Jiří. Efekty při proudění vysokými rychlostmi, *Transformační technologie*, 2006-01, [date of last update 2012-06]. Brno: Jiří Škorpík, [online] pokračující zdroj, ISSN 1804-8293. DOSTUPNÉ Z: <http://www.transformacni-technologie.cz/efekty-pri-proudeni-vysokymi-rychlostmi.html>.

SEZNAM PŘÍLOH

Obrazové výstupy