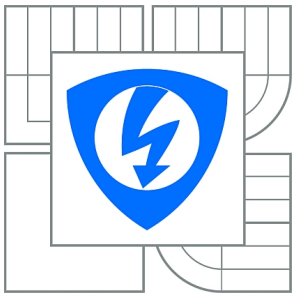
VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

SROVNÁNÍ PODMÍNEK PROUDĚNÍ PLYNU V DETEKTORU PŘI UŽITÍ CLONKY A SÍŤKY

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

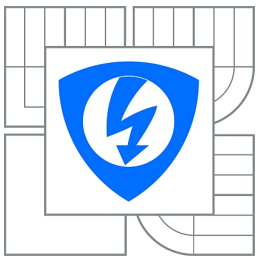
AUTOR PRÁCE — Bc. JIŘÍ HUBÁČEK

AUTHOR

VEDOUCÍ PRÁCE — doc. Ing. JIŘÍ MAXA, Ph.D.

SUPERVISOR

BRNO 2010



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií

Ústav elektrotechnologie

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektrotechnická výroba a management

Student:	Bc. Jiří Hubáček	***ID:***	83720
Ročník:	2	***Akademický rok:***	2009/2010

NÁZEV TÉMATU:

Srovnání podmínek proudění plynu v detektoru při užití clonky a síťky

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Pomocí systému Cosmos FloWorks vyhodnoťte rozdíl v oblasti proudění plynu v dráze sekundárních elektronů při užití clonky s otvorem a clonky ve tvaru sítě při různých tlacích v komoře vzorku u scintilačního detektoru enviromentálního rastrovacího elektronového mikroskopu.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání:	8.2.2010	***Termín odevzdání:***	27.5.2010

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

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 diplomové práci je nejprve popsána problematika elektronové mikroskopie a fyzikální model proudění tekutiny. Následně je v programu SolidWorks vytvořen zjednodušený trojrozměrný model scintilačního detektoru ve variantách se clonkou s jedním větším otvorem a síťkou se 300 malými otvory, přičemž obě varianty mají ve výsledku shodnou průtočnou plochu. Tyto modely jsou pomocí systému Cosmos FloWorks podrobeny analýzám zaměřeným na zkoumání proudění plynů, a to při různých tlacích v komoře vzorku EREM. Výsledky analýz obou variant clonek jsou porovnány vzhledem k požadavku, aby na dráze sekundárních elektronů a v komoře vzorku byl co nejnižší tlak.

Abstract:

The first part of the thesis deals with electron microscopy and physical model fluid flow. In the next part, a three-dimensional model is created in programme SolidWorks. It is the model of scintilating detector with aperture or screen with three hundred little apertures. These models are submitted to analysis focusing on investigation of the gas flow at different pressure in chamber of specimen ESEM using Cosmos FloWorks system. The results of the analysis of both apertures variants are compared with the request to minimize the pressure in the trajectory of the secondary electrons as well as in the chamber of specimen.

Klíčová slova:

Elektronová mikroskopie, EREM, scintilační detektor, clonka, síťka.

Keywords:

Electron microscopy, ESEM, scintilation detector, aperture, screen.

Bibliografická citace díla:

HUBÁČEK, J. *Srovnání podmínek proudění plynu v detektoru při užití clonky a síťky*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2010. 86 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

Prohlášení autora o původnosti díla:

Prohlašuji, že jsem tuto vysokoškolskou kvalifikační práci vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce, s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury. Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové 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 27. 5. 2010

…….

Poděkování:

Děkuji mému vedoucímu, panu doc. Ing. Jiřímu Maxovi, Ph.D. za odborné vedení, cenné rady a vstřícnost, které mi poskytoval při vypracovávání této diplomové práce.

OBSAH

ÚVOD: **3**

1 ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE **4**

1.1 Optická mikroskopie 4
1.2 Elektronová mikroskopie 4
1.3 Prozařovací elektronový mikroskop (TEM) 5
1.4 Rastrovací elektronový mikroskop (REM) 6
1.4.1 Základní princip vytváření obrazu v REM 6
1.4.2 Elektronová tryska 10
1.4.3 Optická soustava mikroskopu 12
1.4.4 Jevy vznikající při dopadu elektronů na vzorek 13
1.4.5 Detekce elektronů 13
1.4.6 Zvětšení a rozlišení 16
1.4.7 Pozorování a záznam obrazu 16
1.4.8 Zpracování obrazu 16
1.4.9 Vakuum 17
1.4.10 Elektronika 17
1.4.11 Příprava vzorků pro REM 17
1.5 Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie (EREM) 18
1.5.1 Komora diferenciálního čerpání 20
1.5.2 Detektory pro EREM 22

2 POPIS MODELU PROUDĚNÍ TEKUTINY **26**

2.1 Turbulentní proudění 26
2.2 Proudění skutečných kapalin 27
2.3 Nestlačitelné a stlačitelné proudění 29
2.4 Teorie vakua 31
2.5 Základní rovnice popisující proudění v řešené komoře 32
2.6 Okrajové a počáteční podmínky řešení 37
2.6.1 Podmínky vstupu a výstupu 37
2.6.2 Tlak na vstupu 38
2.6.3 Tlak na výstupu 39
2.6.4 Odčerpávání 39
2.6.5 Podmínky pro rovnici energie 40

3 POČÍTAČOVÉ PROGRAMY VYUŽITÉ PŘI ŘEŠENÍ PROJEKTU **41**

3.1 SolidWorks 41
3.2 Cosmos FloWorks 41

4 PRAKTICKÁ ČÁST **43**

4.1 Modelování scintilačního detektoru 43
4.2 Provedení analýzy proudění plynu v detektoru 46
4.2.1 Nastavení sítě 46
4.2.2 Nastavení okrajových podmínek 52
4.2.3 Nastavení cílů výpočtu 53

4.3 ZPRACOVÁNÍ VÝSLEDKŮ ANALÝZ 53
4.3.1 Grafické výstupy analýz 54
4.3.2 Zhodnocení výsledků analýz 67
5 ZÁVĚR 68
6 LITERATURA 70
7 SEZNAM POUŽITÝCH ZKRATEK 72
8 SEZNAM POUŽITÝCH VELIČIN 73
9 PŘÍLOHY 74
9.1 PŘÍLOHA A – TABULKY HODNOT 74
9.2 PŘÍLOHA B – ROZLOŽENÍ TLAKŮ V BAREVNÉ ŠKÁLE 78
9.3 PŘÍLOHA C – RYCHLOST PROUDĚNÍ PLYNU V BAREVNÉ ŠKÁLE 81

Úvod:

Počítače jsou dnes součástí našeho života. Když pomineme období prvních mechanických počitadel a prvních sofistikovaných mechanických počítačů, první konvenční počítač se objevil ve 30. letech minulého století. Za tuto krátkou dobu prošel vývoj počítačů obrovský kus cesty. Výpočetní technika v dnešní době zasahuje do mnoha oborů lidské činnosti.

Technická příprava výroby (TPV) probíhá před započetím výroby produktu a má zajistit organizační a technické práce. Slouží jako mezičlánek mezi nápadem a realizací výrobku. S prudkým rozvojem výpočetní techniky a informačních technologií se v oblasti TPV stále silněji prosazují moderní metody, jakou jsou 2D CAD systémy zefektivňující tvorbu technické dokumentace, zejména však systémy elektronické definice výrobku (EPD). Systémy EPD pojímají celý vývoj nového produktu jako celek v elektronické podobě. V tomto systému je možné navrhovaná zařízení vymodelovat v 3D CAD systému a tento model podrobit analýze pomocí systému CAE (Computer Aided Engineering – počítačová podpora inženýrských prací). Odpadá tak nutnost několikanásobné výroby prototypu a praktické zkoušení jeho funkčnosti, prototyp navrhovaného zařízení je vyroben až ve chvíli kdy je jeho funkčnost odzkoušena virtuálně. To umožňuje výrazně snižovat náklady a šetřit čas potřebný k vývoji nových produktů.

Tato práce využívá uvedených systémů pro analýzu části elektronového mikroskopu (clonek ve scintilačním detektoru EREM), kde se zabývá jejich strojírenskou oblastí, a to oblastí proudění tekutin, které dosahují nadzvukové rychlosti a blíží se tak problematice řešené v aerodynamice vysokých rychlostí.

V teoretické části práce je nejdříve popsáno rozdělení elektronové mikroskopie, poté je vysvětlen princip elektronové rastrovací mikroskopie (REM) a environmentální rastrovací elektronové mikroskopie (EREM) a způsoby detekce signálních elektronů. Další kapitoly se zabývají fyzikálním popisem modelu proudění tekutiny a základním popisem počítačového programu SolidWorks s jeho nadstavbou Cosmos FloWorks, využívaných při řešení projektu.

V praktické části se zabývám tvorbou trojrozměrného modelu scintilačního detektoru ve variantách se clonkou s jedním větším otvorem a síťkou se 300 malými otvory oddělující komoru vzorku od scintilátoru. Tyto modely jsou pomocí systému Cosmos FloWorks podrobeny analýzám zaměřeným na zkoumání proudění plynů, a to při různých tlacích v komoře vzorku EREM. Výsledky analýz obou variant clonek jsou porovnány vzhledem k požadavku, aby na dráze sekundárních elektronů a v komoře scintilátoru byl co nejnižší tlak.

1 Elektronová mikroskopie

1.1 Optická mikroskopie

Optický mikroskop je historicky nejstarší zařízení ke sledování drobných předmětů a částic. Optický mikroskop byl vynalezen kolem roku 1590 Zachariasem Jansenem v Holandsku a poté byl několikrát vylepšen.[1] Pracuje na principech světelné optiky. Obraz pozorovaného předmětu je vytvářen průchodem světelného paprsku přes soustavu čoček umístěných v okuláru a objektivu. Celkové zvětšení mikroskopu je rovno součinu vlastního zvětšení okuláru a objektivu. Rozlišovací schopnost mikroskopu je definována jako vzdálenost dvou bodů, které jsou od sebe vzájemně rozlišitelné.

Výhodou optických mikroskopů je jejich relativní jednoduchost a skutečnost, že umožňují pozorovat vzorky v přirozeném stavu, včetně tlaku, vlhkosti a teploty. Jejich nevýhodou je omezená rozlišovací schopnost. Přestože byla tato rozlišovací schopnost několikrát vylepšena například ponořením preparátu a přední čočky do oleje, který má vyšší index lomu, nebo použitím záření s kratší vlnovou délkou (ultrafialové záření), stále dosahují moderní optické mikroskopy zvětšení pouze okolo 1000x a rozlišovací schopnosti 0,0002 mm. [2]

1.2 Elektronová mikroskopie

Již na konci 19.století Ernst Abbe zjistil, že v důsledku vlnové povahy světla nelze dosáhnout lepšího rozlišení optického mikroskopu než je asi polovina vlnové délky světelného záření.[3] K získání většího rozlišení bylo tedy nutné zkonstruovat mikroskop na jiném principu. K překonání tohoto limitu nepochybně přispěl objev elektronu J. J. Thompsonem v roce 1897. Dalším velkým krokem, vedoucím k použití elektronů k zobrazení mikrosvěta, byl poznatek, který v roce 1925 publikoval Luis de Broglie [4], tj. že rychle letící částice mají nejen korpuskulární (částicový), ale i vlnový charakter. Tuto hypotézu o existenci vlnových vlastností hmoty ověřili roce 1927 C. J. Davisson a L. H. Germer z Bellových laboratoří a G.P. Thompson z Aberdeenské univerzity ve Skotsku. Urychlený elektron ve vakuu má vlnovou délku asi 100 000 x menší než světlo.[2] Dalším zásadním objevem bylo nalezení analogie mezi fokusací elektronů pomocí magnetických polí solenoidů a fokusací světla skleněnou čočkou.

V roce 1931 tyto poznatky využil pro sestrojení prvního prozařovacího (transmisního) elektronového mikroskopu (TEM) německý tým pod vedením M. Knolla a E. Rusky.

Dr. Ernst Ruska [6] dostal v roce 1986 za konstrukci elektronového mikroskopu Nobelovu cenu za fyziku.

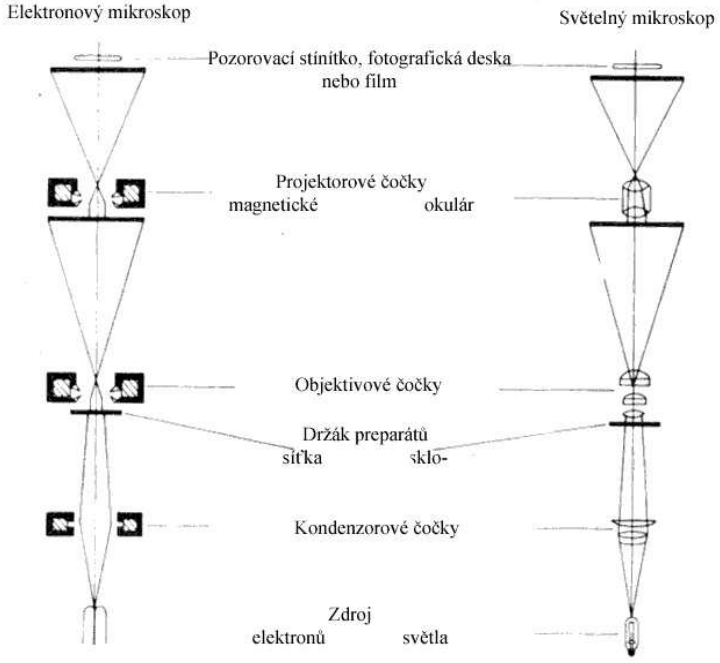
V prvním elektronovém mikroskopu byly použity dvě magnetické čočky. Za tři roky byla přidána třetí čočka a bylo dosaženo rozlišení 100 nm, které již bylo dvakrát větší než rozlišení optického mikroskopu. Moderní elektronové mikroskopy používají pěti magnetických čoček a dosahují rozlišovací schopnosti 0,1 nm a zvětšení jeden milion.[2]

Na základě fyzikální tvorby obrazu dělíme elektronovou mikroskopii na dva základní druhy, a to na transmisní elektronovou mikroskopii (TEM) a rastrovací elektronovou mikroskopii (REM).[5]

1.3 Prozařovací elektronový mikroskop (TEM)

Prozařovací elektronová mikroskopie je jednou z experimentálních vědeckých metod, umožňující zobrazit mikrostrukturu uvnitř materiálu, řádově od několika mikrometrů až po atomové rozlišení.

TEM lze částečně přirovnat ke světelnému mikroskopu. Viz obr.č.1. Světelný zdroj optického mikroskopu je zde nahrazen zdrojem elektronů (elektronovým dělem), skleněné čočky jsou nahrazeny čočkami elektromagnetickými a projekční plocha je zde nahrazena fluorescenčním stínítkem, které v místě dopadu elektronů vyzařuje světlo, čímž vytváří obraz.



Obr.č.1 – srovnání paprskových diagramů světelného a elektronového mikroskopu [4]

Dráha elektronů je ve vakuu a preparát musí být velmi tenký, aby jím mohly elektrony proniknout. Ne všechny preparáty však mohou být zhotoveny tak, aby byly dostatečně tenké pro TEM. Navíc existuje značný zájem o pozorování větších podrobností na povrchu preparátů. Při prvních pokusech o zobrazení povrchu se preparát nastavoval téměř rovnoběžně s elektronovým svazkem, jenž dopadal na povrch pod velmi malým úhlem. Zobrazila se tak jen velmi omezená oblast vzorku se značným zkreslením. Tato metoda proto nenašla pro studium povrchů širšího uplatnění.[2]

1.4 Rastrovací elektronový mikroskop (REM)

Rastrovací elektronový mikroskop se uplatňuje v mnoha vědeckotechnických oborech a mezi jeho hlavní přednosti je počítána možnost přímého pozorování objektů nepropustných pro elektrony, jednoduchá příprava preparátů, vysoká rozlišovací schopnost a rozsah zvětšení, vynikající hloubka ostrosti a plastičnost obrazu.

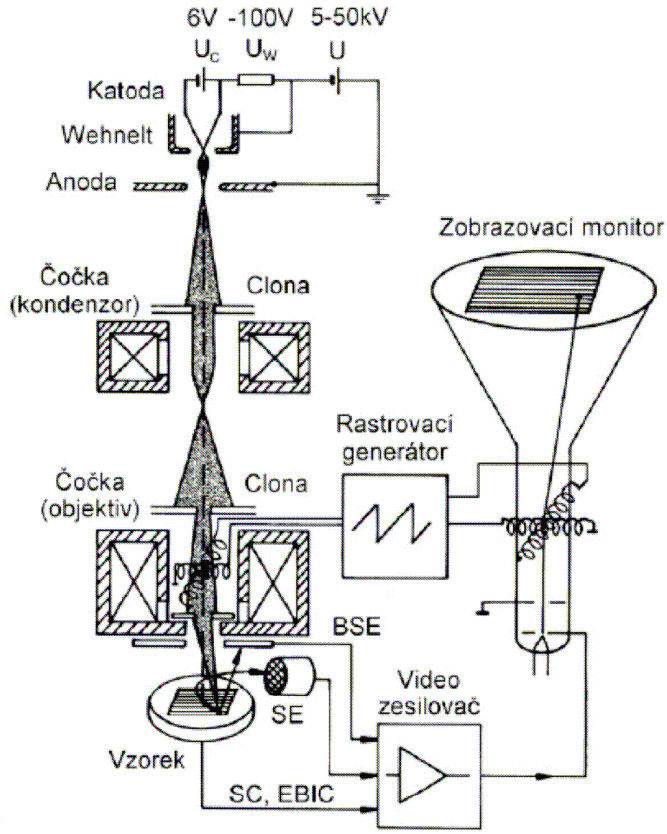
Základní princip vytváření obrazu pomocí REM spočívá v rastrování (řádkovém snímání) zaostřeným elektronovým svazkem po povrchu vzorku. Toto jako první publikoval v roce 1935 Dr. Max Knofl. Jako první kdo ve svých experimentech využil pohybu elektronového paprsku po vzorku, byl německý vědec Dr. Manfred von Ardenne. Nejednalo se však zatím o klasický REM, jelikož využil transmisního uspořádání elektronového mikroskopu a pozorování se tedy dalo provádět pouze u velmi tenkých vzorků. Jednalo se tedy o kombinaci TEM a REM, o tzv. STEM (z angl. spojení SEM – Scanning Electron Microscope a TEM – Transmising Electron Microscope).

Teprve v roce 1942 tři Američané D. Zworykin, Dr. Hiilier a Dr. Snijder popsali skutečný REM s rozlišovací schopností 50nm a zvětšením 8000x. Mikroskopy REM konstruované v současnosti mohou mít rozlišovací schopnost 1 nm a zvětšení přes 300 000x.[2]

1.4.1 Základní princip vytváření obrazu v REM

Elektronový paprsek se vytváří stejně jako v TEM. Fokusuje se soustavou čoček do co nejmenší stopy (průměr 5-10 nm), která dopadá na pozorovaný vzorek. Pomocí vychylovacích cívek elektronový paprsek přejíždí po povrchu pozorovaného preparátu v řádcích. Dopadem primárního paprsku jsou ze vzorku vyráženy sekundární elektrony. Ty jsou přitahovány k detektoru a dopadají na scintilátor s fotonásobičem. Elektrický signál

z fotonásobiče je zesílen a určuje intenzitu elektronového paprsku na obrazovce. Primární paprsek na preparátu a paprsek obrazovky běží synchronně. Základní princip REM je zobrazen na obr.č.2.

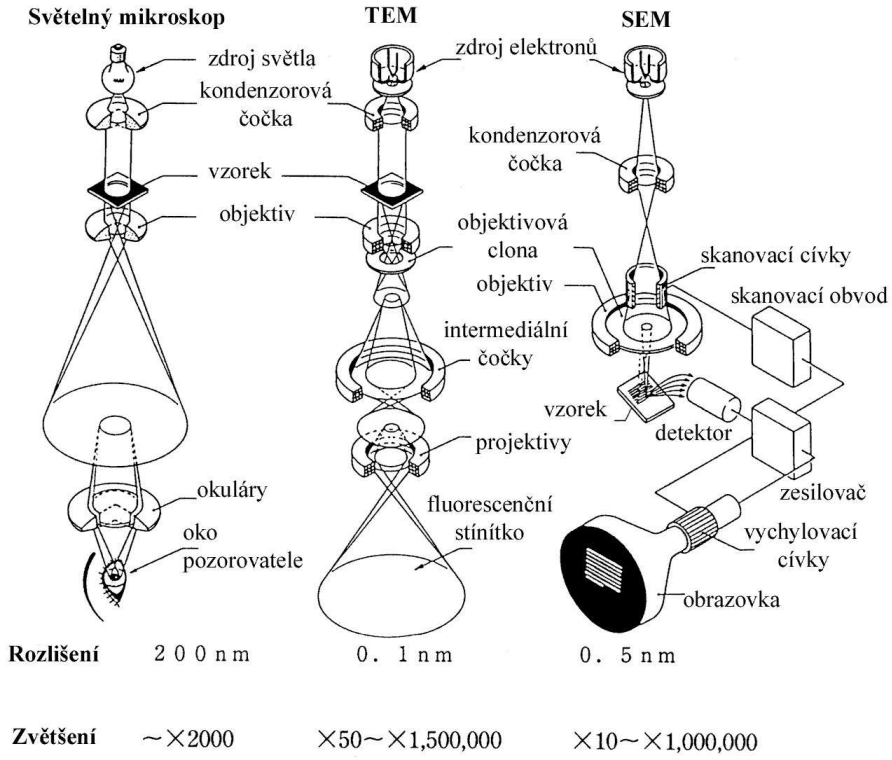


Obr.č.2 – schéma rastrovacího elektronového mikroskopu [7]
(BSE – zpětně odražené elektrony, SE – sekundární elektrony, SC – proud vzorkem, EBIC – proud indukovaný elektronovým svazkem)

Rastrovací elektronový mikroskop (REM), stejně jako TEM, se skládá z tubusu s elektronovou optikou, vakuového systému a elektroniky. Tubus je značně kratší, protože jsou v něm jen tři čočky, které soustřeďují elektrony na malou plošku preparátu. Pod preparátem již žádné další čočky nejsou, jako je tomu u TEM. Komora pro preparát je naopak větší, protože technika REM nijak neomezuje velikost preparátu. Ta je dána pouze velikostí komory. Srovnání základního principu optického mikroskopu, prozařovacího elektronového mikroskopu a rastrovacího (skenovacího) elektronového mikroskopu je na obr.č.3. Nejdůležitější rozdíly mezi TEM a REM jsou:

- Paprsek není statický jako v TEM. Pomocí elektromagnetického pole rastrovacích cívek je paprsek vychylován tak, že přejíždí řádek po řádku po extrémně malé plošce na povrchu preparátu.

- Urychlovací napětí je mnohem menší než v TEM, protože elektrony nemusí pronikat preparátem, v REM má hodnoty v rozmezí 200 až 30 000 V.
- Preparáty pro REM nepotřebují složitou přípravu.

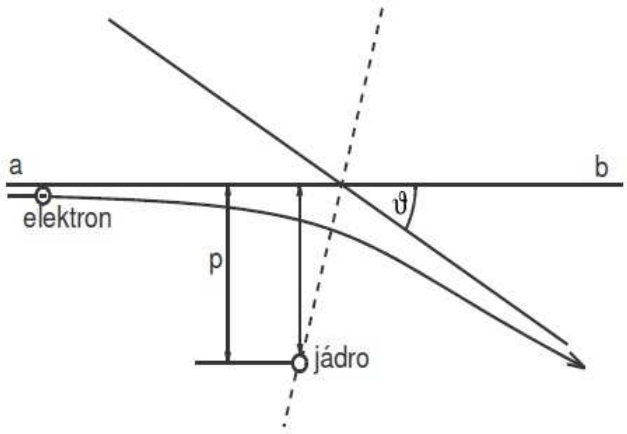


Obr.č.3 – Porovnání konstrukce optického, transmisního a rastrovacího mikroskopu [4]

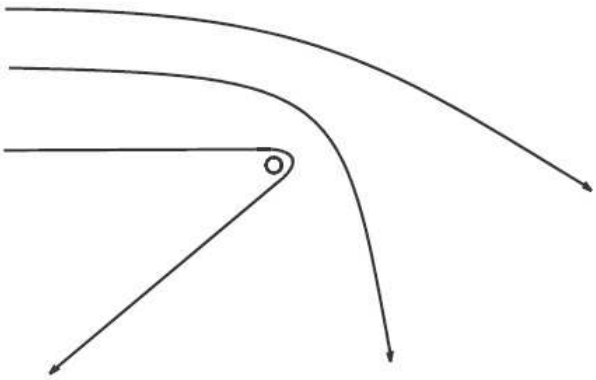
Wolframová katoda emituje elektrony, ty jsou urychlovány potenciálem mezi katodou a anodou a vytvářejí primární svazek elektronů, který je elektromagnetickými čočkami zaostřen na povrch zkoumaného vzorku. Vychylovací cívky řádkovacího systému (na obrázku č.3 jsou zobrazeny v objektivu čočky jako spirály) umožňují, aby tento svazek bod po bodu a řádek po řádku systematicky přejížděl (skenoval) vymezenou čtvercovou plošku, podobně jako je tomu u klasických televizních obrazovek. Pohyb elektronového svazku obrazovky mikroskopu je synchronizován s pohybem primárního elektronového svazku. Intenzitou signálu ze snímacího detektoru je modulován jas obrazovky. Kontrast na obrazovce se tedy vytváří podle intenzity signálu v jednotlivých bodech dopadu primárního svazku. Zvětšení je dáno poměrem strany obrazovky k délce strany snímané čtvercové plošky na povrchu vzorku. Podle druhu zpracovávaného signálu (díky různým typům detektoru) je možno získat informace o povrchové topografii zkoumaných vzorků, o chemickém složení, či informace o některých dalších fyzikálních vlastnostech vzorku.[2]

Elektrony primárního svazku (PE) dopadají na povrch vzorku s energií několika tisíc eV. Pronikají do určité hloubky a dochází k jejich srážkám s jádry atomů i s elektrony vzorku. Tyto jevy si lze zjednodušeně představit takto: Elektron primárního svazku se pohybuje v látce vzorku a absolvuje jednotlivé srážky s atomy, přičemž se mezi nimi chová jako volná částice. Srážky dělíme na události pružného rozptylu na jádrech atomů a události nepružného rozptylu vznikajících interakcí s jádry i elektrony látky.[8]

Při **pružném rozptylu** elektron neztrácí žádnou energii a mění pouze směr svého pohybu vlivem elektrického pole jádra atomu. Na obrázku č.4 je znázorněno jak elektrické pole jádra ovlivňuje výslednou dráhu PE. Na obrázku č.5 je pak znázorněna závislost rozptylového úhlu ϑ na vzdálenosti *p* elektronu od jádra. Některé PE jsou těmito mechanismy odraženy zpět nad povrch vzorku, čímž vznikají tzv.zpětně odražené elektrony. Ve skutečnosti PE srážkami s jádry ztrácejí energii v desítkách až stovkách meV, což je ale vzhledem k jejich celkové energii zanedbatelné. Protože se hmotnost jádra považuje za nekonečně velkou proti hmotnosti elektronu, předpokládáme že jádro zůstane i po kolizi v klidu.



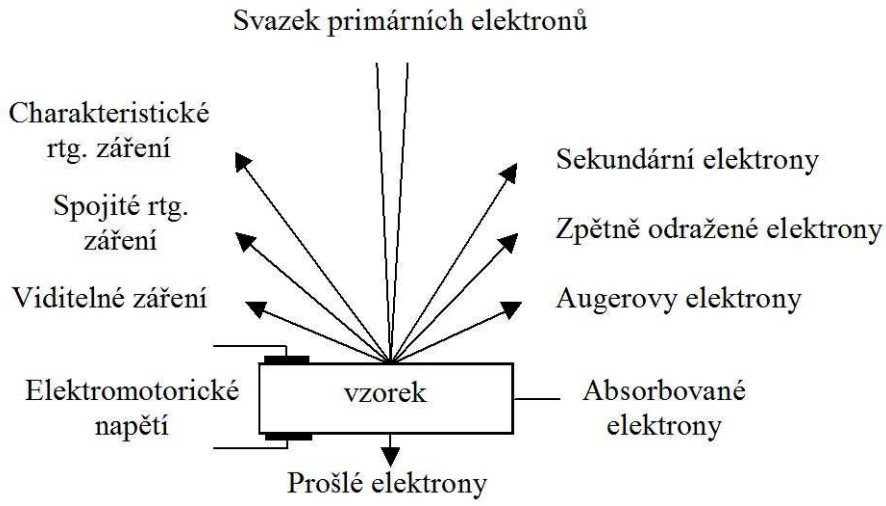
Obr.č.4 – Zakřivení dráhy elektronu v poli jádra [9]



Obr.č.5 – Závislost rozptylového úhlu na vzdálenosti PE od jádra atomu [9]

Při **nepružném rozptylu** předá PE část své pohybové energie a dále se pohybuje s nižší energií. Srážkou PE s obalem atomu je elektron látky vybuzen do vyšší energetické hladiny,

nebo dochází k jeho vyražení. Při těchto procesech dochází ke vzniku sekundárních elektronů, Augerových elektronů, charakteristického rentgenového záření, atd. (viz. obr.č.6)



Obr.č.6 – Druhy fyzikálních signálů vyvolaných dopadem elektronového svazku [8]

Zaostřený svazek PE vyvolá v místě dopadu řadu signálů, ze kterých je třeba vybrat nejvhodnější signál pro zobrazení požadované informace o vzorku (povrchová topografie, chemické složení, fyzikální vlastnosti, atd.). To lze provést vhodnou volbou detekčního systému. Nejběžnější jsou polovodičové detektory a scintilační detektory pro detekci sekundárních a odražených elektronů. Jako sekundární elektrony se označují elektrony emitované ze vzorku a mající energii menší než 50 eV. Jejich množství závisí na atomovém čísle pevné látky vzorku, na energii PE a jejich úhlu dopadu. Sekundární elektrony nesou informace o topografii a o chemickém složení sledovaného vzorku. Ty jsou snímány speciálním detektorem. Povrch zkoumaného preparátu určuje amplitudu signálu sekundárních elektronů. Signál po zesílení řídí jas elektronového paprsku v trubici fotomonitoru. Elektronové paprsky v mikroskopu a fotomonitoru mají synchronní řádkování a tím se tvoří vztah mezi každým bodem na obrazovce a odpovídajícím bodem na preparátu. Tak je tedy tvořen obraz. Poměr mezi velikostí obrazu na monitoru k velikosti snímané plochy na vzorku je zvětšení. Hodnota zvětšení se zvyšuje tím, že se zmenšuje velikost snímané plošky na preparátu. Záznam se provádí buď fotografováním obrazovky monitoru, nebo častěji vytvořením videozáznamu či uložením digitálního obrazu do paměti počítače.[2]

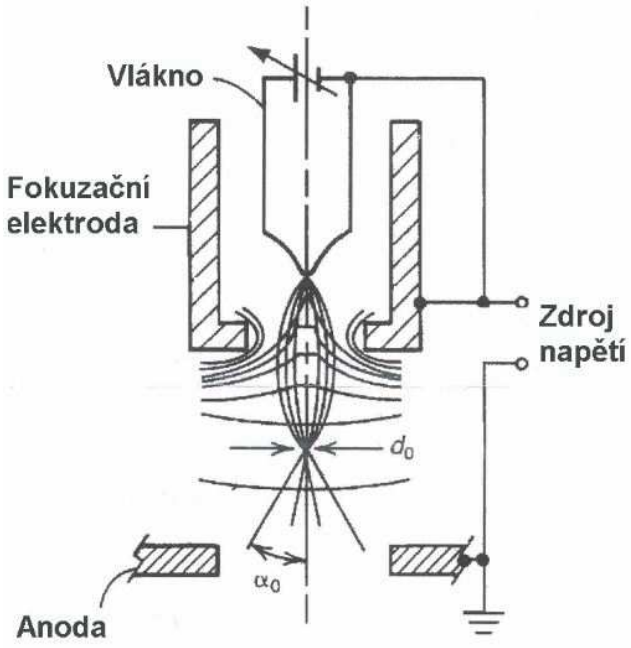
1.4.2 Elektronová tryska

V elektronové mikroskopii jsou používány dva typy zdrojů elektronů, a to termoemisní tryska (žhavená katoda) a autoemisní tryska (emise elektronů vlivem elektrického pole).

Zahřejeme-li látku na vysokou teplotu, dodáme tím elektronům dostatečnou energii k překonání energetické bariéry, která jim brání v úniku z ní. Tuto energii označujeme výstupní prací (w).

K zahřátí a následné termoemisi dojde díky průchodu elektrického proudu vláknem. Pravděpodobnost úniku elektronů z vlákna je zvyšována jeho vytvarováním do písmene V. Tím porušíme ultrastrukturu v místě ohybu a usnadníme uvolnění elektronů. Nejčastěji používaným materiálem je v termoemisních tryskách wolframové vlákno pro jeho nízkou výstupní energii (w = 4,5 eV), vysoký bod tání (T = 3653 K) a vyšší tlak ($p = 10^{-3}$ Pa), který vyžaduje pro svůj provoz. Velmi kvalitním termoemisním zdrojem elektronů s životností více jak 1000h a výstupní prací W = 2,5 eV jsou katody z LaB_6 a CeB_6, které však pro svoji činnost vyžadují vyšší vakuum ($p = 10^{-4}$ Pa). [4],[7],[10]

V praxi požadujeme, aby elektronové zdroje (elektronová děla) poskytovaly koherentní svazek elektronů, což znamená, že by elektrony měly vycházet z bodového zdroje a měli by mít stejnou energii. Konstrukce elektronové trysky je na obr.č.7.

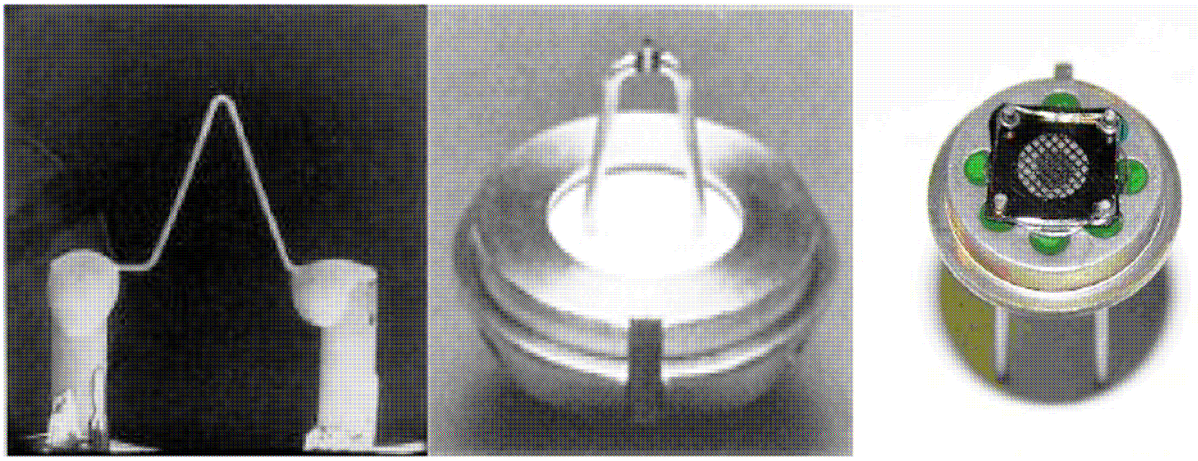


Obr.č.7 – Elektronová tryska [11]

Elektronová tryska je tvořena katodou (vláknem) emitující elektrony, fokuzační elektrodou (Wehneltův válec), jež slouží k usměrnění generovaných elektronů a anodou s kruhovým otvorem, která je přitahuje a udává jim tak dostatečné zrychlení.

Vlákno katody je vystředěno do otvoru Wehneltova válce, který má záporné předpětí a díky jehož působení se okolo emitujícího hrotu katody vytvoří mrak elektronů. Anoda je připojena na potenciál země a odsává prostorový náboj koncentrovaný okolo hrotu katody.

Díky této technologii je zajištěna dostatečná zásoba elektronů s přibližně stejnou počáteční energií, čímž dosahujeme požadovaných vlastností elektronového svazku zmiňovaných výše. Energie odsátých elektronů je dána rozdílem potenciálu (napětím) mezi katodou a anodou. Elektronové dělo je napájeno stejnosměrným vysokým napětím.[4],[10],[11].



Obr.č.8 – Přehled elektronových trysek (zleva: wolframové vlákno, LaB_6, autoemisní tryska) [12]

Dalším typem elektronových trysek je autoemisní tryska. Princip je založen na uvolňování elektronů z povrchu wolframového hrotu pomocí silného elektrického pole. Její výhodou je vysoká proudová hustota, dosahování menšího průměru svazku elektronů a delší životnost, protože je emise dosahováno za mnohem nižších teplot. Hlavní nevýhodou je to, že potřebuje pro svoji správnou činnost mnohem vyšší vakuum (10^{-6} až 10^{-8} Pa). [7],[10]

1.4.3 Optická soustava mikroskopu

Hlavním úkolem optické soustavy je co nejvíce zmenšit průměr primárního svazku elektronů, tak aby mohl snímat co možná nejmenší plochu na vzorku. Jelikož je elektron částice s nábojem, lze jeho dráhu ovlivňovat pomocí elektromagnetických polí. Vzájemným působením elektronů a pole, dochází k urychlování, ohybu a k fokuzaci elektronového paprsku. Optická soustava se skládá z elektronové trysky, elektrostatických nebo elektromagnetických čoček a vychylovacích cívek. (viz obr.č.2)

První čočka, kterou paprsek prochází po výstupu z trysky, se nazývá kondenzor. Nejčastěji se konstruují optické soustavy jako dvoustupňové, nebo třístupňové. Dvoustupňová se skládá z jednoho kondenzoru a jedné objektivové čočky. Třístupňová má jednu kondenzorovou čočku navíc. Pomocí malých změn proudu v objektivu se zaostřuje obraz. Pomocí vychylovacích cívek elektronový paprsek vychyluje a rastruje po povrchu vzorku

v řádcích. Vychylování je realizováno pomocí proměnného elektromagnetického pole soustavy cívek. [4], [12]

1.4.4 Jevy vznikající při dopadu elektronů na vzorek

Jak bylo uvedeno v kapitole 1.4.1., dopadem elektronu na preparát vzniká celá řada signálů. Pět z těchto jevů se využívá při běžné REM.

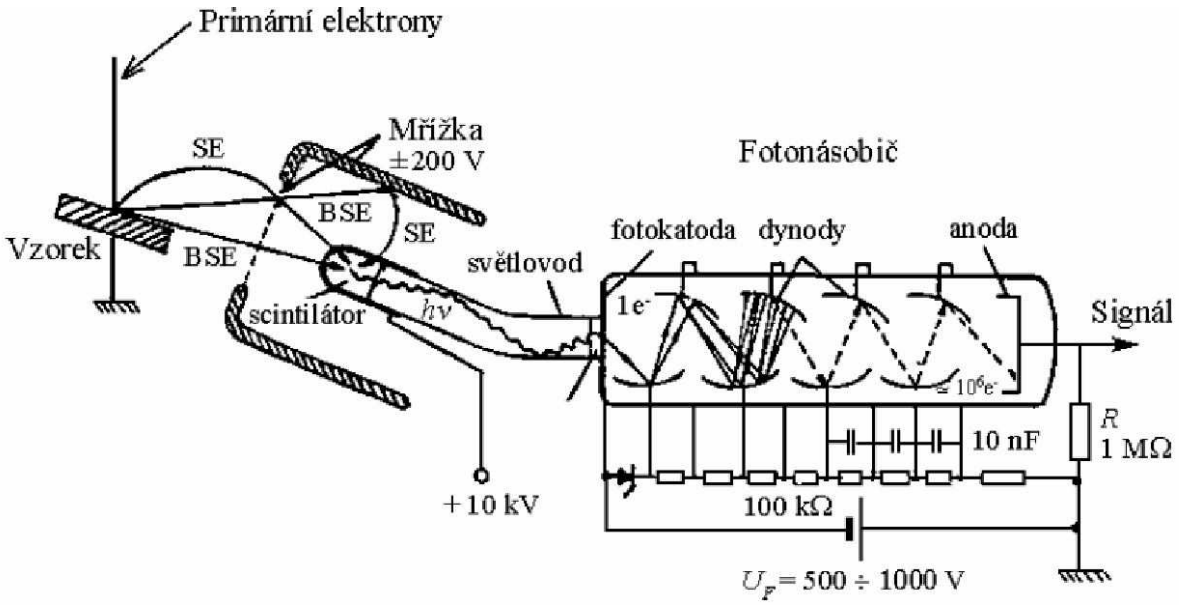
- Některé z PE jsou odraženy (zpětně odražené elektrony).
- Vzorek emituje sekundární elektrony.
- Elektrony jsou vzorkem pohlceny (absorbovány).
- Vzorek emituje rentgenové záření.
- Vzorek někdy emituje fotony světla (katodoluminiscence).

Tyto jevy spolu souvisejí a jsou závislé na topografii (tvaru povrchu) vzorku, atomovém čísle a chemickém stavu vzorku. Počet zpětně odražených elektronů, sekundární elektrony a absorbované elektrony v každém bodě vzorku závisí na tvaru povrchu vzorku mnohem víc než na ostatních zmíněných vlastnostech. Proto jsou zejména tyto tři jevy využívány pro zobrazení povrchu vzorku. [2]

1.4.5 Detekce elektronů

Pro detekci sekundárních elektronů (SE) a zpětně odražených elektronů (BSE) se nejčastěji používají scintilační detektory (SD) nebo polovodičové detektory (PD).

Scintilační detektor je založen na principu přeměny energie elektronů na fotony ve scintilátoru, po dopadu signálních elektronů na jeho povrch. Takto vytvořený světelný signál je zesílen a převeden na elektrický pomocí fotonásobiče. Pro detekci SE v REM je nejčastěji používán scintilační detektor podle Everharta a Thornleyho (viz. obr.č.9). SD se skládá ze tří základních částí, a to scintilátoru, světlovodu a fotonásobiče. Všechny části SD musí být dobře opticky spojeny, aby nedocházelo k odrazu na přechodech mezi jednotlivými částmi detektoru a tak i ztrátě části informace o vzorku.



Obr.č.9 – Everhart-Thornleyho scintilační detektor s fotonásobičem [8]

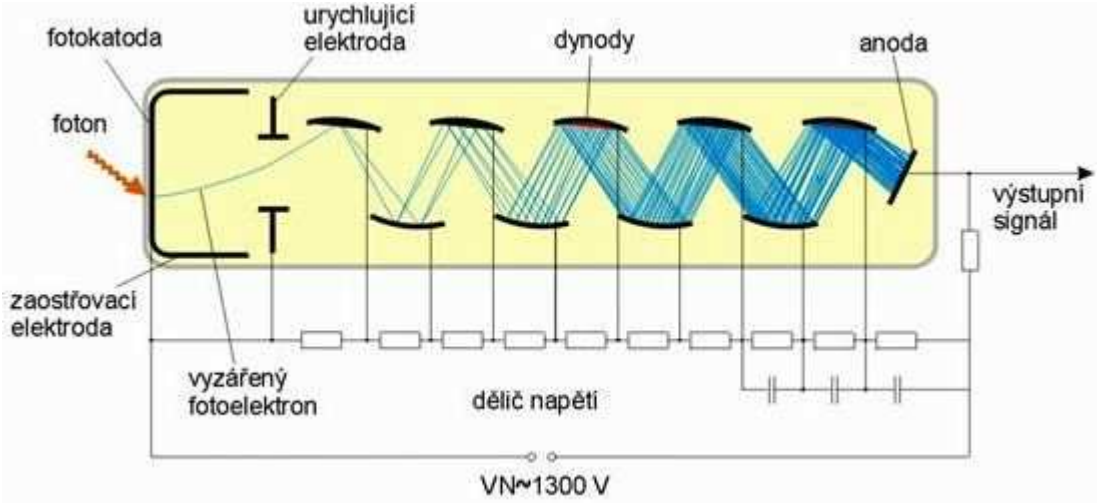
Scintilátor převádí absorbovanou energii ionizujícího záření na fotony o vlnové délce blízké viditelnému světlu (550 – 650 nm) prostřednictvím luminiscenčních center. Počet vytvořených fotonů je úměrný energii dopadajících signálních elektronů (SE, BSE). Pro detekci signální elektronů existuje mnoho různých druhů scintilačních materiálů. Jsou to zejména plasty, lithiem aktivované sklo, krystalické luminofory, anorganické monokrystaly a organické scintilátory. [4],[13]

Potenciál 10 kV přivedený na tenký kovový film na povrchu scintilátoru urychlí dopadající elektrony, aby měly energii dostatečnou na vyvolání světelného záblesku. Protože by napětí na scintilátoru mohlo negativně ovlivňovat dopadající svazek primárních elektronů, zvláště při nízkých energiích PE, umisťuje se před detektor mřížka s předpětím ± 200V (někdy –100 až +400 V). Při záporných napětích řídící mřížka zamezí přístupu pomalých sekundárních elektronů. Zpětně odražené elektrony s vysokými energiemi však tímto polem ovlivněny nejsou a tak SD vytváří obraz pouze odraženými elektrony BSE. Při kladném napětí řídící mřížky se registrují sekundární i část zpětně odražených elektronů. Zásluhou kladného napětí mohou být detektorem zachyceny SE ve velkém prostorovém úhlu. [12],[14]

K přenosu světla mezi scintilátorem a fotonásobičem slouží ***světlovod***. Účinnost vedení světla světlovodem je dána jeho optickými vlastnostmi, které jsou určeny převážně indexem lomu světla materiálu a jeho závislostí na vlnové délce procházejícího záření. [13]

Fotonásobič se skládá z fotokatody vyrobené z citlivého fotomateriálu, vstupní elektronové optiky, systému dynod a snímací anody, z níž je odebírán výsledný elektrický proud (viz obr.č.9 a 10). Světelný signál (foton) procházející světlovodem dopadá na

fotokatodu a na základě fotoelektrického jevu způsobí na fotokatodě emisi elektronů (fotoelektronů).



Obr.č.10 – Princip fotodetektoru [15]

Mezi fotokatodou, zaostřovací elektrodou a urychlující elektrodou vzniká elektrické pole, které urychluje a vychyluje fotoelektrony emitované z fotokatody. Fotoelektrony dopadají na první dynodu. Dynoda je jedna z několika (většinou 8 - 12) elektrod uvnitř fotonásobiče. Každá dynoda má větší kladný potenciál než předchozí. Na povrchu každé dynody nastává tzv. sekundární emise elektronů. Elektrony z fotokatody jsou urychleny k první dynodě, na níž je udržováno kladné napětí 100 V vůči fotokatodě. Každý urychlený elektron, který dopadne na povrch dynody, způsobí sekundární emisi několika elektronů. Ty jsou urychlovány k další dynodě, která má napětí zhruba o 100 V vyšší než předchozí. Tento proces se opakuje na každé dynodě. Tato soustava dynod je schopná zesílit slabý elektrický proud emitovaný z fotokatody zhruba milionkrát, tzn. že jeden dopadající foton na fotokatodu způsobí vznik zhruba 10^5 - 10^7 elektronů. Elektrický signál z výstupu fotonásobiče je dále zesílen a zpracován v elektronických obvodech mikroskopu. [15]

Polovodičový detektor pracuje na principu generace párů elektron-díra v polovodiči po dopadu elektronu určité energie. Citlivou oblastí detektoru je PN přechod, který zvětšíme jeho zapojením v závěrném směru. Polovodičový detektor je tedy vlastně dioda zapojená v závěrném směru. Při průletu detekované částice polovodičem jeho energie způsobí přeskok elektronu do vodivostního pásu a tedy vznik páru elektron-díra. V oblasti přechodu PN se objeví nabité částice, které budou přitahovány elektrostatickou silou ke svorkám zdroje, k němuž je detektor připojen a obvodem detektoru začne protékat proud.

Výhodou polovodičového detektoru je především jeho jednoduchost a tedy nízká cena. Mezi nevýhody patří delší časová odezva způsobená parazitními kapacitami a nižší poměr signálu k šumu.[13],[15]

1.4.6 Zvětšení a rozlišení

Zvětšení v REM je dáno poměrem strany obrazovky k délce strany snímané čtvercové plošky na povrchu vzorku. Je tedy zcela určeno elektronickými obvody, které provádějí řádkování elektronového paprsku po povrchu vzorku a synchronně také po fluorescenčním stínítku monitoru, na kterém se vytváří obraz. Zvětšení v REM může dosahovat hodnot přes 300 000x, což je v mnoha případech dostačující.

Rozlišení REM v principu závisí na průměru elektronového paprsku dopadajícího na povrch vzorku. Prakticky však rozlišení závisí na vlastnostech vzorku, na technice jeho přípravy a na řadě instrumentálních parametrů, jako jsou: intenzita paprsku, urychlovací napětí, rychlost řádkování, vzdálenost vzorku od poslední čočky (obvykle označovaná jako pracovní vzdálenost) a úhel, který svírá povrch vzorku vzhledem k detektoru. Za optimálních podmínek může být dosaženo rozlišení 1 nm.[2]

1.4.7 Pozorování a záznam obrazu

Aby bylo umožněno pozorování a správné nastavení parametrů potřebných k co nejlepšímu zobrazení preparátu, mají REM obrazovou paměť, v níž je obraz vytvářen řádek po řádku a zobrazen při použití TV frekvence, takže na monitoru je obraz stálý, bez blikání.

Moderní elektronové mikroskopy pořizují digitální záznam snímků, které jsou ukládány do paměti počítače. S takto uloženými snímky lze dále pracovat, upravovat (viz kapitola 1.4.8), a následně je analyzovat.[2],[4]

1.4.8 Zpracování obrazu

Jak bylo řečeno v předchozí kapitole, snímky z mikroskopu REM lze ukládat do počítače a proto je možné je dále upravovat dle potřeby. Lze měnit jejich kontrast, invertovat barvy, lze je zvětšovat, spojovat více snímků z jednoho, čí z více detektorů a tak získat snímek

s menší mírou šumu, odečítat obraz jednoho detektoru od obrazu druhého detektoru, nebo pomocí umělých barev získat z černobílých snímků snímky barevné. Všechny tyto metody lze různě kombinovat a dosáhnout tak co nejlepšího snímku vypovídajícím o vlastnosti, která nás zajímá.[2]

1.4.9 Vakuum

Prostor elektronové trysky, tubusu a komory vzorku musí být v mikroskopu REM vakuován nejméně na tlak 10^{-2} Pa (10^{-2} až 10^{-9} Pa), a to z několika důvodů. Primární elektrony by při srážkách s molekulami vzduchu ztrácely svoji energii, měnily by směr pohybu a tak by svazek PE byl rozptylován, mohlo by docházet k elektrickým výbojům mezi urychlovacími elektrodami, či mezi scintilátorem a částmi detektoru v komoře vzorku. Také by se rapidně snižovala životnost elektronové trysky.

K čerpání se používají různé typy vývěv. K dostatečně rychlému vyčerpání jedna vývěva nestačí, proto obvykle na čerpání spolupracují vývěvy dvě. Jedna vývěva slouží k předčerpání požadovaného prostoru, čímž se zajistí funkční prostředí pro druhou vývěvu, která prostor dále vyčerpá na požadovaný tlak. Pro základní předčerpání se obvykle používá rotační vývěva, která je schopna snížit tlak na hodnotu přibližně 10^{-1} Pa. Finální vyčerpání pak probíhá pomocí difúzní, iontové nebo turbomolekulární vývěvy. Vakuový systém REM je plně automatizován a chráněn proti chybám obsluhy.[4],[16]

1.4.10 Elektronika

Pro dosažení co nejlepšího rozlišení musí být napětí a proudy pro elektronovou trysku a čočky kondenzoru dostatečně stabilní. Také elektronické obvody detektorů musejí být napájeny vysoce stabilizovaným napětím. V některých případech je požadována stabilita v řádech $1 \cdot 10^{-6}$. Elektronické obvody jsou umístěny v konsole mikroskopu a jsou řízeny osobním počítačem pomocí myši a klávesnice.

1.4.11 Příprava vzorků pro REM

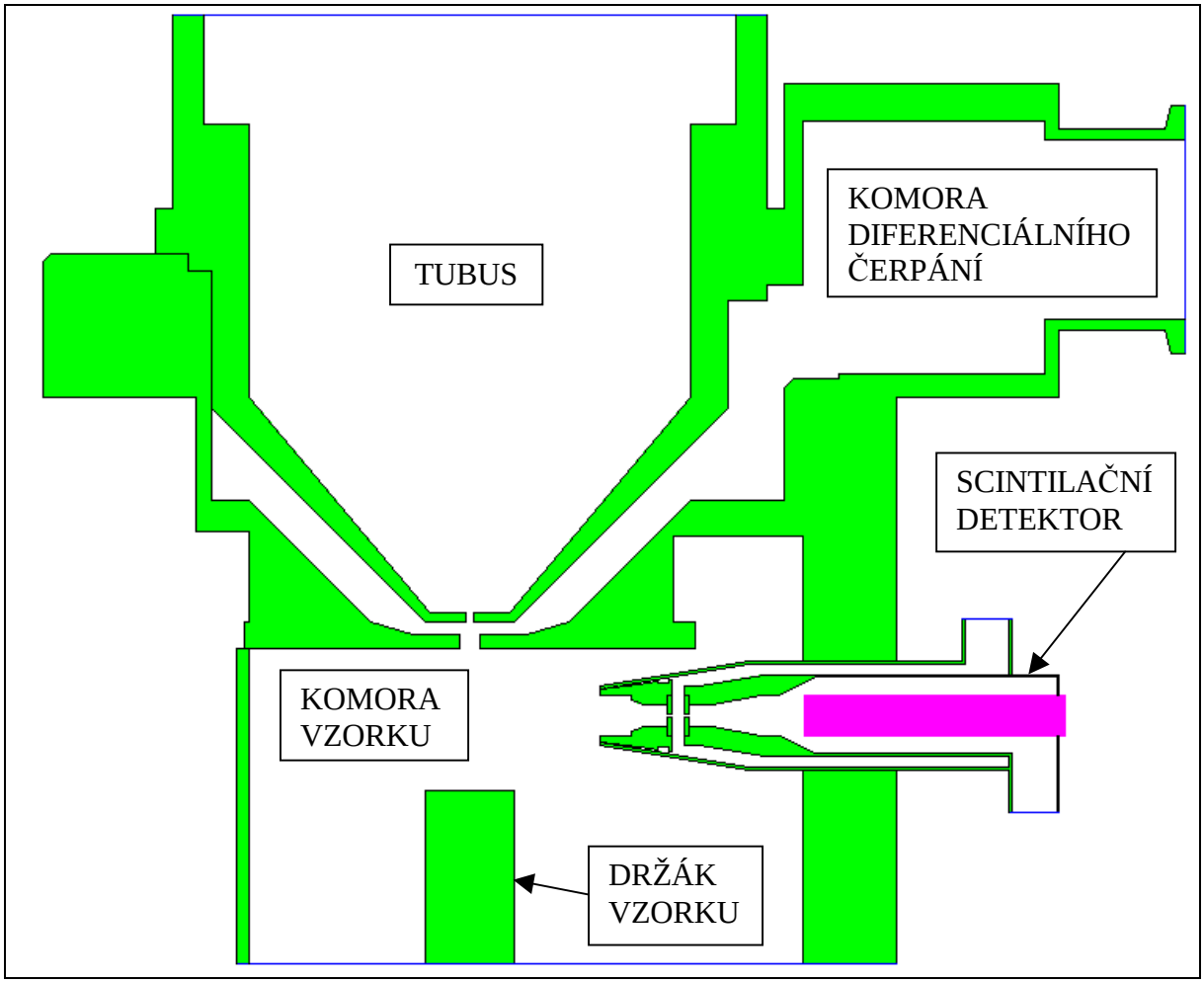
REM se používá v případech, kde je vyžadována informace o povrchu vzorku. Povrchy vzorků se zkoumají v mnoha odvětvích vědy, techniky a průmyslu. Hlavní požadavky na

vzorek jsou, aby snesl vakuum a bombardování elektrony. Mnoho vzorků může být do komory mikroskopu vloženo bez větší přípravy, postačí odstranění prachových částic a jiných nečistot z povrchu. Pokud vzorek obsahuje jakoukoli těkavou složku, jako například vodu, je nutné ji odstranit sušícím procesem. Dopadem elektronů na pozorovaný vzorek, který není dostatečně elektricky vodivý, dochází k jeho nabíjení. Vznikají tak oblasti s velkou hustotou plošného náboje, což vede ke snížení kvality obrazu. Řešením je potažení nevodivého vzorku tenkou vrstvou kovu s dobrou elektrickou a tepelnou vodivostí. Jako materiál pro tvorbu kovové vrstvy jsou nejvhodnější těžké prvky s dobrou sekundární emisí, jako jsou zlato, platina, nebo slitina platiny a paladia. Pokovení vzorků se provádí vakuovým napařováním, iontovým naprašováním, či chemickou cestou. Vodivý povlak musí mít velmi tenký, měl by se pohybovat okolo 10 nm, aby nebyla narušena ultrastruktura povrchu. I přesto však není příprava vzorků pro REM tak náročná a složitá jako je příprava preparátů pro TEM.[2]

V některých případech však není možné připravit vzorek pro klasickou rastrovací elektronovou mikroskopii. Řešením v některých případech může být nízkonapěťová REM (LVSEM), či u biologických vzorků, které by vysušením ztratily část vypovídající hodnoty, technologie environmentální rastrovací elektronové mikroskopie (EREM), kterou se budu zabývat v následující kapitole.

1.5 Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie (EREM)

Protože v některých případech bylo potřeba sledovat organické vzorky v jejich přirozeném stavu (kdy obsahují určité množství vody) a existující elektronové mikroskopy to neumožňovaly, byl vyvinut nový typ elektronového mikroskopu.[20] Nazývá se environmentální rastrovací elektronový mikroskop (EREM) a jeho hlavní vlastností je, že v komoře vzorku umožňuje udržovat vyšší tlak. Zatímco v mikroskopu REM je potřeba v komoře vzorku udržovat tlak pod 0,001 Pa, v environmentálním lze tento tlak zvýšit až ke 4000 Pa. [13] Tento mikroskop vychází konstrukčně z mikroskopu REM. Liší se oddělením komory tubusu s nižším tlakem, od prostředí v komoře vzorku s tlakem vyšším, a to pomocí komory diferenciálního čerpání (viz. kapitola 1.5.1). Kvůli vyššímu tlaku v komoře vzorku bylo také potřeba přizpůsobit konstrukci detektoru signálních elektronů (viz. kapitola 1.5.2). Základní konstrukční řešení environmetálního rastrovacího mikroskopu je zobrazeno na obr.č.11.



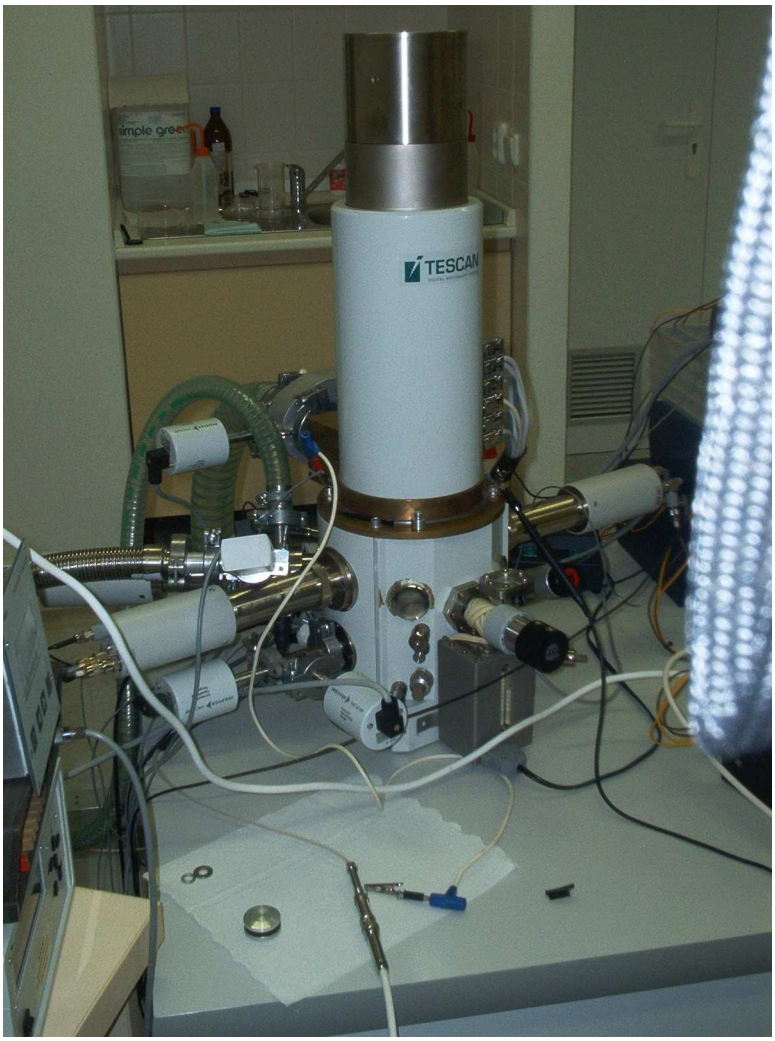
Obr.č.11 – Základní konstrukční uspořádání EREM

V důsledku vysokého tlaku plynu v komoře vzorku dochází ke zvýšenému počtu srážek elektronů s molekulami plynu, což má za následek rozptyl primárního elektronového svazku. Rozptyl primárních elektronů roste se zvyšujícím se tlakem plynu, pracovní vzdáleností a klesajícím urychlovacím napětím svazku, což se projeví zhoršením rozlišovací schopnosti mikroskopu. Tato nevýhoda EREM je však kompenzována tím, že vzorky mohou být pozorovány bez předchozí preparace, či výskytu nežádoucích nabíjecích jevů na jejich povrchu. Při tlacích v komoře vzorku vyšších než 200 Pa se v důsledku ionizačních srážek atomů a molekul plynů s elektrony neprojevuje povrchový záporný náboj na nevodivých vzorcích, neboť je tento náboj kompenzován kladnými ionty vznikajícími při těchto ionizačních srážkách. Kompenzace elektrického náboje tak umožňuje pozorování elektricky nevodivých preparátů bez nutnosti pokrytí jejich povrchu elektricky vodivou vrstvou.[20]

Jako plyn v komoře vzorku je nejčastěji používána vodní pára. „Tlak vodní páry spolu s teplotou vzorku určuje podmínky pro dosažení stavu termodynamické rovnováhy nasycených vodních par mezi prostředím komory vzorku a vzorkem samotným. Aby

nedocházelo k vypařování vody ze vzorku ani ke kondenzaci par na jeho povrchu, je nutné respektovat určitou křivku závislosti tlaku nasycených vodních par na teplotě vzorku.“[13] Například při tlaku 611 Pa by měla být teplota vzorku 0 °C, při vyšších tlacích by měla být teplota vzorku vyšší. Toho lze dosáhnout díky možnosti přesné regulace tlaku vodní páry v komoře vzorku a za použití chlazeného držáku vzorku.[21]

Jak vypadá reálný environmentální rastrovací elektronový mikroskop ukazuje obrázek č.12.

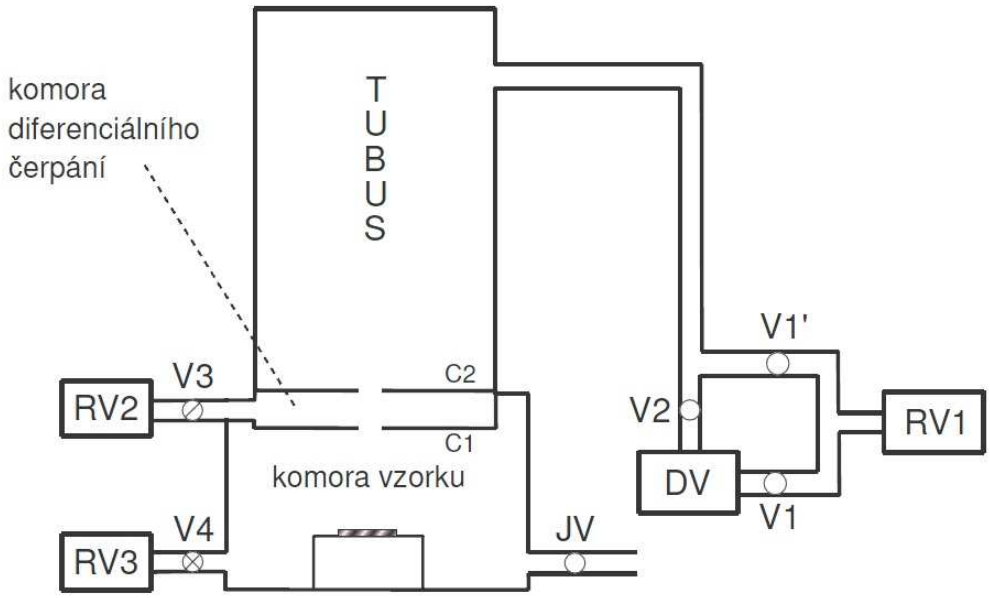


Obr.č.12 - Environmentální rastrovací elektronový mikroskop

1.5.1 Komora diferenciálního čerpání

V tubusu mikroskopu s elektronovou optikou je udržován tlak jako v konvenčním REM. Vysoký tlak plynů je pouze v komoře vzorku. Rozdíl tlaků, je udržitelný díky systému

diferenciálně čerpané komory, clon s otvorem velikosti desítek až stovek mikrometrů a účinnému systému čerpání plynu. Tyto clony omezují proudění plynů mezi jednotlivými oblastmi mikroskopu, umožňují jejich separátní čerpání a otvorem clony je zajištěn průchod primárních elektronů elektronového svazku směrem ke vzorku. Schéma dvoustupňového systému diferenčního čerpání je na obr.č.13.



Obr.č.13 – Schéma dvoustupňového systému diferenčního čerpání pro EREM [17]

Částí s nejnižším tlakem 10^{-3} Pa je tubus-objektiv**,** v němž je využíváno vysokého napětí ke generaci a urychlování elektronového svazku. Velmi vysoké vakuum v celé části tubusu však také přispívá k bezproblémovému šíření tohoto svazku, jehož elektrony by mohly být rozptýleny molekulami vzduchu. Tubus mikroskopu je předčerpáván rotační vývěvou RV1, zabezpečující funkční prostředí pro druhou vývěvu difúzni DV. Pomoci této vývěvy je dosaženo vhodného tlaku pro správnou funkci přímo žhavené wolframové katody. Již zmíněný tlak 10^{-3} Pa, by však nebylo možné v tubusu mikroskopu EREM udržet bez použiti dvou tlak omezujících clon**.** Tyto clony s malými otvory umožňuji potlačit prouděni plynu mezi jednotlivými prostory mikroskopu s rozdílnými tlaky a společně s účinným čerpáním těchto jednotlivých oblasti, přispívají k dosažení požadovaného spádu tlaků.

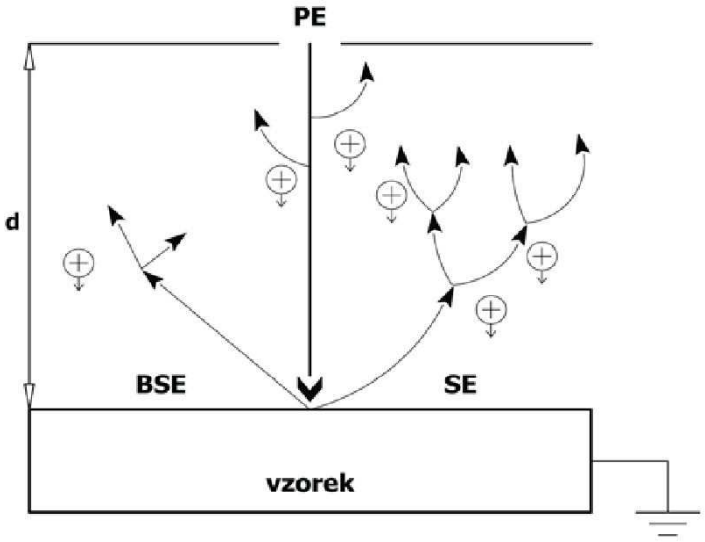
Vakuová clona C2 plní současně funkci aperturní clony projekční čočky mikroskopu. Prostor mezi ní a clonou C1 bývá nazýván komorou diferenciálního čerpání**,** která je čerpána rotační nebo turbomolekulárni vývěvou RV2. Z důvodu velmi přísných požadavků na těsnost, se zdá být účelné minimalizovat průměry otvorů clon. Je však nutné uvážit požadavky elektronové optiky v případě clony C2 a snižováni zorného pole mikroskopu v případě clony C1.

Části environmentálniho mikroskopu s nejvyšším tlakem, je komora vzorku**.** Pracovního tlaku plynu se v tomto prostoru dosáhne ustavením rovnováhy mezi připouštěním plynu a čerpáním komory rotační vývěvou RV3. Připouštění plynů do komory vzorku je zajištěno přes jehlový ventil JV. V mnoha případech je použití vývěvy RV3 zbytečné a plně dostačující je čerpáni komory vzorku přes tlak omezující clonu z prostoru komory diferenciálního čerpáni.[2]

1.5.2 Detektory pro EREM

V environmentálním mikroskopu lze detekovat stejné signály jako v klasickém rastrovacím elektronovém mikroskopu vyjma Augerových elektronů. Vzhledem k vysokým tlakům používaným v komoře vzorku nelze použít scintilační detektor signálních elektronů, jak byl popisován v kapitole 1.4.5, ale je třeba použít jisté konstrukční úpravy (scintilační detektor pro vyšší tlaky), anebo použít jiný princip detekce signálních elektronů (ionizační detektor).

Ionizační detektor využívá k zesílení signálu nárazovou ionizaci v plynech. Při popisu činnosti ionizačního detektoru lze vyjít z funkce deskového kondenzátoru s plynným dielektrikem, jehož uspořádání jako ionizačního detektoru je zobrazeno na obrázku č.14.



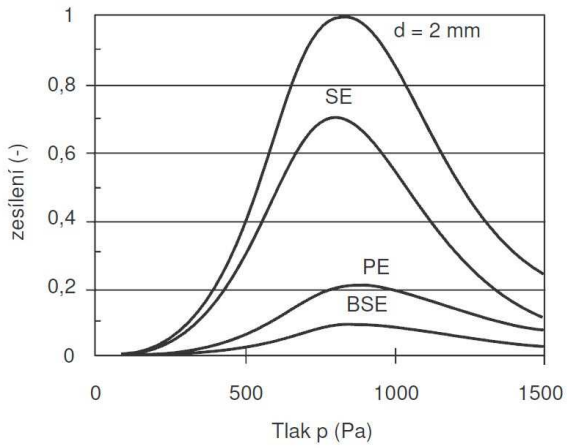
Obr.č.14 – Principiální schéma ionizačního detektoru.[17]

Vzorek je uzemněn a funguje jako spodní elektroda deskového kondenzátoru. Primární svazek elektronů vstupuje otvorem v horní elektrodě kondenzátoru, která je oproti vzorku na kladném potenciálu řádově stovek voltů. Intenzita elektrického pole mezi deskami kondenzátoru je dostatečná k vyvolání podmínek nárazové ionizace v plynném prostředí komory vzorku. Při dopadu primárních elektronů na vzorek dochází k emisi sekundárních

a zpětně odražených elektronů. Jako původní generační zdroje pro nárazovou ionizaci působí elektrony primárního svazku, sekundární elektrony a zpětně odražené elektrony.

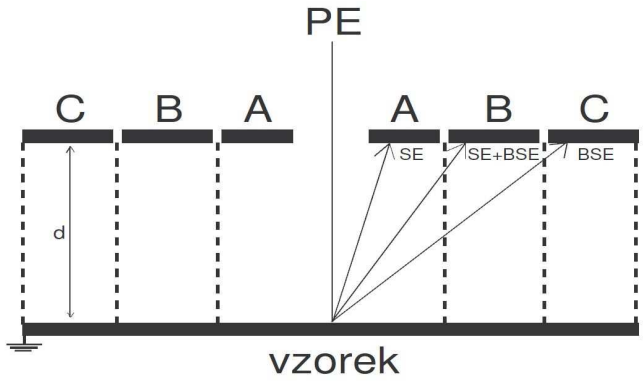
Vznikající kladné ionty se pohybují směrem ke vzorku. Z jeho povrchu uvolňují nové elektrony. Tyto nové elektrony se opět účastní procesu nárazové ionizace a přispívají k celkovému proudu elektronů a iontů. Kladné ionty na povrchu elektricky nevodivých vzorků kompenzují záporný elektrický náboj, vznikající dopadem primárního svazku elektronů. Elektrony generované v plynném prostředí nárazovou ionizací jsou zachyceny horní elektrodou. Signál je dále elektronicky zesílen a přináší informaci o vzorku.[17]

Na obrázku č.15 jsou znázorněny vypočtené příspěvky jednotlivých složek detekovaného signálu k celkovému zesílení, pro plynné prostředí vodních par.



Obr.č.15 – Příspěvky SE, BSE a PE k celkovému zesílení v závislosti na tlaku. Vzorek zlato, plynné prostředí vodní páry, pracovní vzdálenost d = 2mm. [17]

Z obrázku č.15 je patrné, že k zesílenému signálu detekovanému ionizačním detektorem přispívají jak sekundární elektrony, tak zpětně odražené elektrony a také elektrony primárního svazku. Konstrukčním uspořádáním elektrod ionizačního detektoru lze potlačit podíl zpětně odražených elektronů na celkovém detekovaném signálu jak je zobrazeno na obr.č.16.



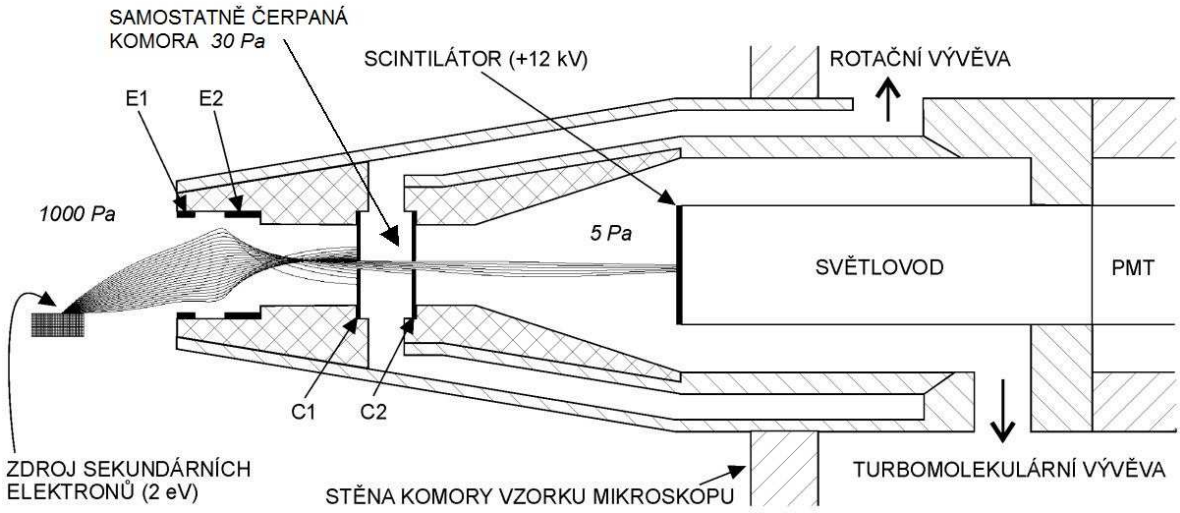
Obr.č.16 – Schematické uspořádání děleného elektrodového systému ionizačního detektoru.[17]

Na obrázku č.16 je zobrazeno schematické uspořádání děleného elektrodového systému ionizačního detektoru. Horní elektroda deskového kondenzátoru je v tomto případě rozdělena do tří částí ve tvaru mezikruží, označených A, B, C. Všechny tři elektrody je možné připojit na stejný potenciál. Signál je však detekován nezávisle jednotlivými elektrodami.

Scintilační detektor s fotonásobičem pro vyšší tlaky

Jelikož je na scintilátor detektoru přivedeno napětí řádu kV, docházelo by při vyšších tlacích v komoře vzorku u klasického scintilačního detektoru (popisovaného v kapitole 1.4.5) k výbojům mezi scintilátorem a konstrukcí detektoru. Výboje by způsobily poškození scintilátoru. Proto je potřeba scintilační detektor upravit pro využití v EREM.

Scintilační detektor s fotonásobičem pro EREM je rozdělen na tři části s různými tlaky. V první části ústící do mikroskopu je stejný tlak jako v komoře vzorku. Tato část je oddělena clonou C1 od druhé části, kterou je komora diferenciálního čerpání. Ta slouží ke snížení tlaku. Následuje třetí část, oddělená clonou C2. Tou je komora se scintilátorem, ve které je potřeba udržovat tlak v jednotkách Pascalů. Nízký tlak pak umožňuje přiložení napětí až 12 kV na scintilátor, aniž by toto napětí způsobovalo výboje v plynu. Principální schéma scintilačního detektoru sekundárních elektronů pro EREM je zobrazeno na obrázku č.17.



Obr.č.17 – Principiální schéma scintilačního detektoru sekundárních elektronů pro EREM se simulací drah sekundárních elektronů o energii 2 eV. [2]

(E1 – extrakční elektroda, E2 – vychylovací elektroda, C1 – clonka 1, C2 – clonka 2, PMT – fotonásobič).

Ve scintilačním detektoru sekundárních elektronů pro EREM je scintilátor umístěn v samostatně čerpané komoře, která je od komory vzorku mikroskopu oddělena clonkami C1 a C2 (analogie principu s komorou diferenciálního čerpání na obr.č.13). Na clonkách jsou

přiloženy vhodné potenciály v řádu několika set voltů, a clonky tak tvoří elektrostatickou čočku. Sekundární elektrony jsou k této čočce nasměrovány pomocí elektrod v ústí detektoru a následně touto clonkou (čočkou) prochází díky jejímu otvoru. Clonky zároveň brání proudění plynu z komory vzorku, ve které může být tlak až 3000 Pa, do komory scintilátoru, kde bývá tlak nejvýše 8 Pa. Velikost tlaku plynu má vliv na rozptyl sekundárních elektronů, proto si přejeme, aby byl tlak na jejich dráze co nejnižší. Tato diplomová práce si klade za cíl zjistit, jaké jsou rozdíly tlakových podmínek v komorách detektoru při použití klasické clonky s jedním otvorem a clonky ve tvaru síťky o stejném celkovém průřezu otvorů.

Dále již tento detektor pracuje shodně s detektorem popisovaným v kapitole 1.4.5 (detektor dle Everharta-Thornleyho). Tedy, že vysoké napětí přiložené na scintilátoru urychluje elektrony procházející clonkami na energii dostatečnou k vyvolání scintilací. Fotony vzniklé scintilacemi jsou vedeny světlovodem do fotonásobiče, ve kterém jsou zesíleny a převedeny na elektrický signál.

Je třeba upozornit, že na tomto schématu jsou hrdla pro rotační a turbomolekulární vývěvu k sobě otočena o 180 stupňů. Ve skutečnosti jsou k sobě tato hrdla otočena pouze o 90 stupňů.[2]

2 Popis modelu proudění tekutiny

Protože v samostatně čerpané komoře (neboli komoře diferenciálního čerpání) ale také v komoře scintilátoru dochází k proudění a turbulencím plynu je potřeba k nastavení simulace proudění nejdříve popsat fyzikální mechanismy proudění plynů (tekutin). K proudění v detektoru dochází v důsledku vyrovnávání různých hodnot tlaků plynů v jeho komorách, interakcí signálních elektronů při průchodů clonkami detektoru a jejich srážkami s molekulami čerpaného plynu a v neposlední řadě má vliv na proudění čerpání plynů vývěvami. Pro popis modelu proudění tekutiny, tedy pro tvorbu kapitoly 2 bylo využito pramenů [2], [18] a [19].

2.1 Turbulentní proudění

Proudění se obecně nazývá turbulentní, jestliže jeho proměnné vykazují chaotické fluktuace jak v prostoru, tak v čase. První práce z oblasti turbulentního pohybu tekutin jsou od Osborna Reynoldse.

Rovnice popisující takové proudění jsou známy již desítky let. V poslední době byl udělán významný pokrok, zvláště v oblasti nelineárních dynamických systémů a teorie chaosu, úplné řešení turbulence však nelze v blízké budoucnosti očekávat. Navzdory náhodnosti turbulence detailní studie ukazují, že turbulentní proudění sestává z prostorových struktur turbulentních vírů.

Je snahou charakterizovat turbulenci pomocí těchto struktur, aby bylo možno vysvětlit dynamiku turbulence při vzniku, vývoji a zániku vírů jako funkci času. Je zřejmé, že tento výzkum závisí na možnostech získat informace o prostorových strukturách turbulence a jejich vývoji v čase. Tedy jak experimentálně, tak i početně se takový systém popisuje jako chaotický a neregulární, a pouze ve statistickém smyslu lze dosáhnout opakovatelnosti [18]. Navíc informace o prostorových strukturách je obtížné získat laboratorně, protože takový experiment vyžaduje simultánní měření na několika měřicích místech a v různých časech [2].

Jak bylo uvedeno výše, rovnice proudění tekutin jsou obecně dobře známy. Rychlý rozvoj výpočetní techniky v posledních patnácti letech umožňuje řešit tyto rovnice přístupem, který se nazývá numerická simulace, což je jeden z nástrojů studia základních aspektů turbulence. Její hlavní výhodou je, že dává detailní informace o trojdimenzionálních strukturách, které nelze získat měřením v laboratoři [19].

Jak bylo řečeno v úvodu, turbulentní proudění obsahuje prostorové struktury, nazývané turbulentní víry různých velikostí. Velké víry obsahující energii se rozpadají na menší. Tento kaskádní proces je ukončen disipací energie nejmenších vírů na teplo [2].

Během posledního období koncept turbulentních vírových, tzv. koherentních struktur vedl k detailnějšímu mechanistickému popisu jevu odpovědného za generaci a přenos turbulence. Moderní zevrubná definice zahrnuje rozpoznatelné tvary, znovu se objevující v proudovém poli. Koherentní struktury jsou oblasti v tekutině, ve kterých existují prostorové korelace fluktuací rychlostí vysokého stupně, které jsou relativně stálé v čase. Rozlišují se dva typy struktur, struktury v blízkosti stěny a struktury uprostřed proudu.

2.2 Proudění skutečných kapalin

Proudění skutečných kapalin může být klasifikováno jako laminární nebo turbulentní proudění. V případě jednorozměrného proudění v potrubí hranici tvoří experimentálně určené kritické Reynoldsovo číslo Re, definováno vztahem:

$$\mathrm{Re} = \frac{v_s \, d}{\nu},$$

kde v_s je střední rychlost v potrubí, d jeho průměr a ν kinematická viskozita.

Kritická hodnota Re*krit* pro potrubí kruhového průřezu je 2320. Při $\mathrm{Re} \leq \mathrm{Re}krit$ se v potrubí vyvine uspořádané laminární proudění, pohyb se děje ve vrstvách a částice tekutiny se nepohybují napříč průřezem. Je-li $\mathrm{Re} \geq \mathrm{Re}krit$, proudění je turbulentní. Při vyšších Reynoldsových číslech částice tekutiny konají neuspořádaný pohyb všemi možnými směry. Tento pohyb je nepravidelný, náhodný a připomíná pohyb molekul plynu, ale na rozdíl od molekul se částice tekutiny mohou rozpadat a ztrácet tak svou identitu. Pohyb částic kolmo ke stěně zvyšuje tok hybnosti ke stěně, a proto je pokles tlaku ve směru proudění mnohem větší než u laminárního proudění. Následkem promíchávání tekutiny jsou rozdíly rychlosti na různých místech průřezu mnohem menší než u laminárního proudění mimo oblast poblíž stěny.

U turbulentního proudění bylo na základě experimentálních měření zjištěno, že na stěnách potrubí nebo obtékaného tělesa vzniká vrstva kapaliny s laminárním pohybem, tzv. laminární podvrstva, jejíž tloušťka je několik desetin milimetrů. Těsně za laminární podvrstvou je přechodová vrstva mezi laminární podvrstvou a turbulentním jádrem, které tvoří další oblast turbulentního proudu.

Laminární podvrstva a přechodová vrstva tvoří turbulentní mezní vrstvu. Uvažujme nejjednodušší případ - tenkou desku paralelní s proudem tekutiny. Tlak je v celém objemu tekutiny konstantní. Tekutina na desce lpí, protože vlivem viskozity se zabrzdí nejbližší vrstvy tekutiny u povrchu desky. Rychlost tekutiny s odlehlostí od stěny narůstá až na hodnotu rychlosti nenarušeného proudu v_∞. Tloušťka „zabrzděné“ tekutiny, tj. tloušťka mezní vrstvy je u náběžné hrany nulová a na odtokové hraně je maximální. V mezní vrstvě a oblasti kolem desky nejsou proudnice paralelní přímky, ale tvoří mírně se rozbíhající svazek. Složka rychlosti kolmá k desce je mnohem menší a lze ji zanedbat.

V přední části je mezní vrstva laminární, v zadní turbulentní, mezi nimi přechodová oblast. Okamžitá hranice turbulentní mezní vrstvy se s časem mění. Střední tloušťka turbulentní mezní vrstvy se vzdáleností od náběžné hrany narůstá. Kritérium pro stanovení přechodu laminární mezní vrstvy na turbulentní je opět kritické Reynoldsovo číslo, jehož hodnota se mění se stupněm turbulence proudu. Zpravidla se udává

$$\mathrm{Re}_k = \frac{v_\infty \, x_k}{\nu} = 5 \cdot 10^5 \,,$$

kde x_k je vzdálenost od náběžné hrany, ve které laminární mezní vrstva přechází do turbulentní. Je vidět, že stanovení typu proudění není zcela jednoduché a jednoznačné a záleží na zkušenostech řešitele. Proudění lze vizualizovat různými metodami a pozorovat odlišnosti laminárního a turbulentního proudění. U turbulentní mezní vrstvy lze definovat turbulentní (nebo koherentní) vírové struktury charakteristické právě pro turbulentní proudění.

Turbulentní proudění je tedy náhodný pohyb částic tekutiny, tedy objemy obsahujících velké množství molekul, přičemž pohyb částic se skládá z uspořádaného středního pohybu a z náhodných fluktuací, z čehož vyplývá analogie mezi chováním molekuly a chováním částice tekutiny. Pohyb těchto molekul můžeme považovat za složený z uspořádaného makroskopického pohybu a náhodných fluktuací. Vlivem fluktuací se může dostat molekula z oblasti větší makroskopické rychlosti do oblasti menší makroskopické rychlosti a při nárazu na jinou molekulu se zpomalí, přičemž molekulu, na niž narazila zrychlí a odevzdá jí část své hybnosti. Opačně je tomu, přechází-li molekula z oblasti menší rychlosti do oblasti větší rychlosti, kdy se její hybnost při nárazu zvětší. Tím dochází ke sdílení hybnosti mezi oblastmi tekutiny s rozličnou rychlostí, což se projevuje rostoucím odporem proti proudění jako vnitřní tření tekutiny.

Tečné napětí, vznikající u turbulentního proudění, není určeno pouze vnitřním třením v tekutině a rychlostním gradientem jako tomu je u laminárního proudění (Newtonův zákon), ale změnou hybnosti makroskopických částeček, jako následek jejich pronikání mezi sousední vrstvy. Tento neuspořádaný pohyb vyvolá tzv. přídavné napětí.

O turbulentní viskozitě nemůžeme mluvit jako o fyzikální konstantě tekutiny, jako tomu je u molekulové viskozity laminárního proudění, ale jako o složité funkční závislosti stavu proudící tekutiny a poloze uvažovaného bodu, tedy sdílení hybnosti fluktuacemi a odlehlosti od stěny. Vlivem fluktuace dochází k intenzivnímu vyrovnání pohybových energií částic jednotlivých povrchových vrstev, takže rozdíl mezi v_{max} a střední rychlostí v_s průřezu je menší. Proto rychlostní profil u turbulentního proudění ve srovnání s laminárním je více plochý (nemá parabolický charakter).

Turbulence má difuzivní charakter. Gradienty rychlosti vyvolané turbulentními fluktuacemi rychlostí jsou zdrojem vazkých napětí a disipace energie. Zvyšuje se tak vnitřní energie tekutiny na úkor kinetické energie turbulence. Turbulence proto potřebuje trvalý přísun energie ke krytí těchto ztrát, jinak rychle zaniká.

2.3 Nestlačitelné a stlačitelné proudění

Proudění skutečných kapalin může být klasifikováno jako nestlačitelné nebo stlačitelné proudění. V případě proudění tekutiny pro hodnocení stlačitelnosti použijeme Machovo číslo M , definováno vztahem

$$M = \frac{v}{c} ,$$

kde v je rychlost tekutiny, c je rychlost zvuku.

Pro rychlost zvuku v ideálním plynu platí vztah

$$c = \sqrt{\kappa R T} ,$$

kde T je teplota plynu, R všeobecná plynová konstanta a κ je Poisonova konstanta udávající poměr měrných tepelných kapacit za stálého tlaku a stálého objemu, platí

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} .$$

Proudění se považuje prakticky za nestlačitelné, když se neprojeví změna hustoty plynu na probíhající proudění, v případě že platí pro hodnotu Machova čísla vhodně volená nerovnost

$$M \leq (0{,}2 - 0{,}3) .$$

V případě splnění nerovnosti lze považovat i proudění plynu za proudění nestlačitelné tekutiny, tj. kapaliny. Hustota plynu ρ při výpočtu je považovaná za konstantní a určuje se z počátečních podmínek.

V případě nesplnění nerovnosti je proudění plynu považováno za proudění stlačitelné tekutiny. Hustota plynu ρ při výpočtu je proměnná a vyhovuje rovnici stavu ideálního plynu ve tvaru

$$p = R\,\rho\,T \quad .$$

Proudění stlačitelné tekutiny může být klasifikováno jako podzvukové nebo nadzvukové proudění. Kritériem je hodnota Machova čísla M. Kritické proudění je dosaženo při hodnotě Machova čísla $M_{kr} = 1$.

V případě jednorozměrového spojitého proudění ideálního plynu v trubici proměnného průtočného průřezu A platí pro určovací veličiny stavu proudu tekutiny rychlost v, tlak p, hustotu ρ a teplotu T parametrické závislosti na Machově čísle M a Poisonově konstantě κ

$$\frac{A}{A_{kr}} = \frac{1}{M}\left[\frac{2}{\kappa+1}\left(1+\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)\right]^{\frac{\kappa+1}{2(\kappa-1)}} \quad ,$$

$$\frac{v}{v_{kr}} = \frac{M}{\left[\frac{2}{\kappa+1}\left(1+\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)\right]^{\frac{1}{2}}} \quad ,$$

$$\frac{p}{p_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa+1}\left(1+\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} \quad ,$$

$$\frac{\rho}{\rho_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa+1}\left(1+\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)\right]^{\frac{1}{\kappa-1}}} \quad ,$$

$$\frac{T}{T_{kr}} = \frac{1}{\left[\frac{2}{\kappa+1}\left(1+\frac{\kappa-1}{2}M^2\right)\right]} \quad .$$

Při uvažovaném jednorozměrovém spojitém proudění v trubici proměnného průřezu definujeme následující tři charakteristické stavy proudění.

Stav celkový (zbrzdění) $v_0 = 0$, p_0 , ρ_0 , T_0 , $M_0 = 0$.

Stav kritický v_{kr} , p_{kr} , ρ_{kr} , T_{kr} , $M_{kr} = 1$.

Stav mezný v_m , $p_m = 0$, $\rho_m = 0$, $T_m = 0$, $M_m = \infty$.

Z rozboru charakteristických stavů proudění vyplývají významné poměry charakteristických veličin ve stavu celkovém, kritickém a mezním:

$$\frac{p_0}{p_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}},$$

$$\frac{\rho_0}{\rho_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{1}{\kappa-1}},$$

$$\frac{T_0}{T_{kr}} = \frac{\kappa+1}{2},$$

$$\frac{v_m}{v_{kr}} = \left(\frac{\kappa+1}{\kappa-1} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Z rozboru rovnic popisujících jednorozměrové spojité proudění ideálního plynu v trubici proměnného průřezu plyne důležitý závěr: „Zmenšování průtočného průřezu vede proudící plyn k jeho kritickému stavu, zatímco zvětšování průtočného průřezu proudící plyn od jeho kritického stavu oddaluje.“

K dosažení nadzvukového proudění v trubici proměnného průřezu je tedy třeba v podzvukovém proudu nejprve průřez trubice zmenšovat a po dosažení kritického stavu proudění začít průřez trubice poté zvětšovat, aby bylo dosaženo v trubici nadzvukového proudění (tvarování Lavalovy dýzy, tj. konvergentní a divergentní dýza).

V případě konvergentní dýzy (pouze zužující trubice) lze na výstupu z dýzy dosáhnout snížení tlaku v proudu plynu pouze na hodnotu kritického tlaku. V případě, že dle okrajových podmínek je k disposici vyšší tlakový spád, nastává v oblasti za výstupem v minimálním průřezu trubice neřízená expanze v rozšiřujícím se paprsku proudu plynu z kritického tlaku na tlak okolního prostředí (plní se okrajová tlaková podmínka).

2.4 Teorie vakua

V praxi se při snížených tlacích rozeznávají zpravidla čtyři druhy proudění plynu, a to:

turbulentní, laminární, molekulární, efúzní.

Snižujeme-li celkový tlak v potrubí při zachování určitého spádu podél potrubí, zvětšujeme střední volnou dráhu, až se její hodnota přibližuje rozměrům potrubí. Molekuly

pak již nenarážejí na sebe, nýbrž největším dílem pouze na stěny potrubí. Při dostatečně nízkých tlacích se tedy molekuly pohybují každá samostatně, nezávisle na ostatních. Toto proudění nazýváme molekulárním.

Mezi laminárním a molekulárním prouděním nenastává tak náhlý přechod jako mezi prouděním laminární a turbulentním. Oblast, v níž neplatí přímo ani zákony proudění viskózního ani molekulárního, v níž však platí obecný vztah vyjádřený Knudsenem, nazýváme přechodovou oblastí proudění, nebo též prouděním Knudsenovým.

Při dalším snížení tlaku, tj. zvláště v oblasti ultra vysokého vakua, jsou již při proudění rozdíly tlaků v potrubí velmi nepatrné. Střední volná dráha molekul při těchto tlacích je již větší než rozměr celého systému. Za těchto podmínek dochází k proudění efúznímu, při němž vodivost potrubí nezávisí na délce potrubí a stejně jako u molekulárního proudění ani na tlaku.

Vzniká-li tedy v nějakém pro atomy a molekuly plynů neprostupném a uzavřeném prostoru podtlak zpravidla menší než 100 Pa, hovoříme o vakuu v daném prostoru. Stupeň vakua není terminologicky ustálen, rozlišujeme však:

- nízké vakuum (předvakuum cca do 0,1 Pa),
- vysoké vakuum (do 10^{-4} Pa) a
- ultravakuum (od 10^{-6} Pa),

V práci je řešen především první případ nízkého vakua, tedy proudění laminární a turbulentní.

2.5 Základní rovnice popisující proudění v řešené komoře

Pro řešení problému je použit profesionální program Cosmos FloWorks, který řeší systém následujících tří parciálních diferenciálních rovnic, doplněný stavovou rovnicí. Jde o trojrozměrný typ proudění stlačitelné, vazké tekutiny s přívodem tepla.

Základní rovnice popisující proudění vazké stlačitelné tekutiny v karteziánské souřadné soustavě zapsané v konzervativním tvaru jsou tři zákony zachování a to zákon zachování hmotnosti, zákon zachování pohybu a zákon zachování energie doplněné čtvrtou rovnicí a to rovnicí stavu uvažované tekutiny.

Rovnice spojitosti, vyjadřující zákon zachování hmotnosti, nabývá tvaru

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

Stokes – Navierova rovnice, vyjadřující aplikovanou Newtonovu větu o změně hybnosti, ve tvaru

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

Rovnice energie, vyjadřující zákon zachování energii pro stlačitelnou tekutinu, nabývá tvaru:

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

Rovnice stavu, vázající určovací veličiny stavu tekutiny, pro uvažovaný ideální plyn, ve tvaru:

$$\rho = \frac{p}{RT} \quad .$$

V uvedených rovnicích *u* je rychlost tekutiny, *p* je tlak tekutiny, ρ je hustota tekutiny, *T* je teplota tekutiny, *e* je vnitřní energie, *Si* jsou vnější hmotnostní síly působící na jednotku hmotnosti (kupř. tíhová, odstředivá), *QH* je přívod či odvod tepla vztažený na jednotku objemu, *qi* je tok tepla difusní, τ_{ik} je tensor vazkých napětí a *ij* jsou indexy u veličin udávají sumaci dle tří směrů souřadnic (Einsteinova sumace).

Výše uvedené základní rovnice pro řešení proudění stlačitelné tekutiny s uvážením tření, vyjadřující zákony zachování hmotnosti, hybnosti a energie tvoří systém parciálních diferenciálních rovnic a lze je vyjádřit vhodným zápisem v obecné konzervativní formě,

$$\frac{\partial(\rho\zeta)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_j \zeta\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\alpha_\zeta \frac{\partial \zeta}{\partial x_j}\right) + S_\zeta \quad ,$$

kde ζ je proměnná a členy na pravé straně diferenciální rovnice jsou postupně konvektivní člen, difúzní člen a zdrojový člen.

Pro zákon zachování hmotnosti platí pro proměnnou ζ =1 a pravá strana rovnice obsahuje pouze konvektivní člen. Tedy

$$\zeta = 1 \quad , \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho u_i\right) \quad , \qquad \textit{složka} \quad i = 1, 2, 3 \quad .$$

Pro zákon zachování hybnosti platí pro proměnnou $\zeta = u_i$ a pravá strana rovnice obsahuje konvektivní člen, difuzní člen, zdrojový člen a tlak. Tedy

$$\zeta = u_i \quad , \quad \frac{\partial \rho u_i}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho u_i u_j\right) - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R\right) + S_i \quad , \quad \textit{index} \quad j = 1, 2, 3$$

Pro zákon zachování energie platí pro proměnnou $\zeta = E + p$, $E = e + u^2/2$, kde e je vnitřní energie a pravá strana rovnice obsahuje konvektivní člen, difuzní člen, zdrojový člen a turbulentní viskozitu μ_t a rychlostí disipace ε. Tedy

$$\zeta = E \quad , \quad \frac{\partial \rho E}{\partial t} = -\frac{\partial\, \rho u_i}{\partial x_i}\left(E + p\right) + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(u_j\left(\tau_{ij} + \tau_{ij}^R\right) + q_i\right) + \tau_{ij}^R \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \rho\varepsilon + S_i u_i + Q_H \quad ,$$

$$E = e + \frac{u^2}{2} \quad , \quad e \textit{ je vnitřni energie}$$

Pokud člen ζ představuje skalární veličinu jde o lineární rovnici druhého řádu, pokud ζ představuje složku rychlosti jde o nelineární rovnici druhého řádu. Převládá-li vliv difúzního členu, jedná se o rovnice eliptické, převládá-li vliv konvektivního transportu jde o rovnice parabolické a vliv významných tlakových změn popisují rovnice hyperbolické.

Pro Newtonské tekutiny tenzor vazkých napětí je definován vztahem

$$\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right) \quad .$$

Reynoldsova napětí tvoří tenzor o devíti členech, přitom nezávislých je šest, proto je i rovnic šest, což tvoří rozsáhlý systém diferenciálních rovnic obtížně řešitelných. Proto je věnována pozornost teoriím, zabývajícím se jednodušším vyjádřením Reynoldsových napětí v rovnici (tzv. modely turbulence).

S využitím Boussinesquovy hypotézy nabývá tenzor Reynoldsových vazkých napětí upravený tvar, ve kterém je zavedena turbulentní viskozita μ_t a turbulentní kinetická energie k. V rámci modelu k-ε turbulence, který je založený na dvou základních vlastnostech turbulence, a to na turbulentní kinetické energii k a turbulentní disipaci ε, lze určit turbulentní viskozita μ_t. K určení turbulentní kinetické energie k a rychlosti disipace ε jsou pak použity dvě transportní rovnice (dvou-rovnicový k-ε model, kterým se základní rovnice popisující proudění vazké tekutiny doplňují o dvě parciální diferenciální rovnice).

Pro Newtonské tekutiny tenzor vazkých napětí je definován vztahem

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \quad .$$

Reynoldsova napětí tvoří tenzor o devíti členech, přitom nezávislých je šest, proto je i rovnic šest, což tvoří rozsáhlý systém diferenciálních rovnic obtížně řešitelných. Proto bude pozornost věnována teoriím, zabývajícím se jednodušším vyjádřením Reynoldsových napětí v rovnici (tzv. modely turbulence).

S využitím Boussinesquovy hypotézy nabývá tenzor Reynoldsových vazkých napětí upravený tvar, ve kterém je zavedena je turbulentní viskozita μ_t a turbulentní kinetická energie k

$$\tau_{ij}^R = \mu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \quad .$$

Zde δ_{ij} je Kroneckerova delta funkce (je rovna jedné pro $i = j$ a rovna nule pro ostatní případy), μ je dynamická viskozita, (pro laminární proudění platí $\mu_t = k = 0$).

V rámci modelu k-ε turbulence, který je založený na dvou základních vlastnostech turbulence, a to na turbulentní kinetické energii k a turbulentní disipaci ε, lze určit turbulentní viskozita μ_t

$$\mu_t = f_\mu \frac{C_\mu \rho k^2}{\varepsilon} \quad .$$

Zde f_μ je faktor turbulentní viskozity, který je definován vztahem

$$f_\mu = \left[1 - \exp\left(-0.025 R_y\right)\right]^2 \cdot \left(1 + \frac{20{,}5}{R_T}\right), \; kde \qquad R_T = \frac{\rho k^2}{\mu \varepsilon}, \; R_y = \frac{\rho \sqrt{k}\, y}{\mu} \; .$$

V rovnici je vzdálenost od stěny označena y.

K určení turbulentní kinetické energie k a rychlosti disipace ε jsou použity dvě transportní rovnice

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i k)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_i}\right)+S_k \quad ,$$

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i \varepsilon)=\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\mu+\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i}\right)+S_\varepsilon \quad ,$$

kde zdrojové členy S_k a S_ε jsou definovány vztahy

$$S_k=\tau_{ij}^R\frac{\partial u_i}{\partial x_j}-\rho\varepsilon-\mu_t P_B \quad ,$$

$$S_\varepsilon=C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}\left(f_1\tau_{ij}^R\frac{\partial u_i}{\partial x_j}+\mu_t C_B P_B\right)-C_{\varepsilon 2}f_2\frac{\rho\varepsilon^2}{k} \quad ,$$

Zde P_B reprezentuje generaci turbulence způsobené vztlakovými silami může být vyjádřena vztahem

$$P_B=-\frac{g_i}{\sigma_B}\frac{1}{\rho}\frac{\partial \rho}{\partial x_i} \quad ,$$

kde g_i je složka gravitačního zrychlení ve směru x_i , σ_B = 0,9 je konstanta, C_B je konstanta pro kterou platí C_B = 1 pro P_B › 0 a = 0 pro ostatní případy;

$$f_1=1+\left(\frac{0{,}05}{f_\mu}\right)^3 \quad , \quad f_2=1-\exp(-R_T^2) \quad .$$

Konstanty C_μ = 0,09, $C_{\varepsilon 1}$ = 1,44, $C_{\varepsilon 2}$ = 1,92 , σ_k = 1, σ_ε = 1,3 jsou určeny empiricky pro COSMOS FloWorks v uvedených hodnotách.

Když Lewisovo číslo L_e = 1 pak difusní tok tepla q_i je definován vztahem

$$q_i=\left(\frac{\mu}{\mathrm{Pr}}+\frac{\mu_t}{\sigma_c}\right)\frac{\partial h}{\partial x_i} \quad , \quad i=1,2,3.$$

Zde σ_c = 0,9 je konstanta, P_r je Prandtlovo číslo a h je entalpie tekutiny.

Tyto rovnice popisují jak laminární tak turbulentní proudění. Přechod z laminárního proudění do turbulentního proudění a naopak je možný. Parametry k a μ_t jsou nulové pro čisté laminární proudění.

2.6 Okrajové a počáteční podmínky řešení

Pro řešení parciální diferenciální rovnice s proměnnou ζ je potřebné znát počáteční a okrajové podmínky řešené proměnné.

Základní okrajové podmínky proudění mohou být různého typu:

- Podmínky pro vstup a výstup proudu - lze je definovat pomocí tlaku nebo rychlosti. Speciální výstup se často definuje pomocí podmínek prvního druhu, tj. derivace podle normály je rovna nule (nulový normálový gradient).
- Podmínky na stěně - stěna může být nepohyblivá nebo pohyblivá (např. rotující nebo klouzající, se třením nebo bez tření, hladká nebo drsná.
- Podmínky symetrie - nulová normálová rychlost a nulové normálové gradienty všech hledaných veličin.
- Podmínky periodické (cyklické) – používají se v případě, kdy se opakují proudové útvary, mohou být rotačního typu a translačního typu, kdy se umožňuje definování tlakového spádu ve směru proudící tekutiny po celé délce oblasti.
- Všechny typy podmínek mohou být časově závislé, pokud to vyžaduje jejich charakter.

Další okrajové podmínky se netýkají proudění jako takového, ale dalších veličin vyplývajících ze složitosti matematického modelu, jako je skalární veličina teplota, teplotní toky, radiace, hmotnostní zlomky (resp. molové zlomky) příměsí, apod.

2.6.1 Podmínky vstupu a výstupu.

Na průtočných hranicích lze definovat tři typy okrajových podmínek, tj. vstup nebo výstup rychlosti, vstup nebo výstup tlaku a obecný výstup při nulovém gradientu (outlet). Pro dvě průtočné hranice mohou nastat pouze následující základní kombinace okrajových podmínek, (kombinace vstupní rychlosti a výstupní rychlosti nemůže nastat, protože rychlost na druhém vstupu se počítá z rovnice spojitosti):

vstup (rychlost)	→	výstup (outlet)
vstup (rychlost)	→	výstup (tlak)
vstup (tlak)	→	výstup (tlak)

Rychlostní podmínka se používá k definování rychlosti a skalárních veličin proudu na vstupu do oblasti. Je třeba vzít v úvahu směr proudění, čímž se vlastně určí objemový průtok. Zadávání rychlosti na vstupu není vhodné u stlačitelného proudění, protože u stačitelného proudění se předpokládá nekonstantní hustota, která je závislá na stavových veličinách tlaku a teplotě a ovlivňuje objemový průtok, a tím rychlost, což může vést k nereálným výsledkům. V tomto případě se zadává hmotnostní průtok. Rychlost se definuje buď jako konstantní veličina, tj. hodnota střední rychlosti, nebo přesnější rychlostní profil.

Velký význam v souvislosti se vstupní okrajovou podmínkou má nastavení turbulentních parametrů v podobě hodnot turbulentní kinetické energie a rychlosti disipace. Přesnější je samozřejmě vyjádření těchto veličin profilem získaným z empirických dat nebo z empirických formulí.

2.6.2 Tlak na vstupu

Tlaková podmínka na vstupu se používá, pokud je znám tlak a průtok nebo rychlost jsou neznámé.

Na vstupu se definuje celkový (totální) relativní tlak (vztažený k operačnímu tlaku) vztahem odvozeným z Bernoulliho rovnice, přitom hustota je konstantní nebo je funkcí teploty

$$p = p_s + \frac{1}{2}\rho v^2 \quad .$$

Pokud proudění vychází z oblasti přes průtočnou hranici, pak postačuje zadání statického tlaku.

Pro stlačitelné proudění pak platí

$$p = p_s\left[1+\frac{\kappa-1}{2}M^2\right]^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} ,$$

kde p celkový (totální) tlak, p_s - statický tlak, M - Machovo číslo

$$M = \frac{\overline{u}}{c} = \frac{\overline{u}}{\sqrt{\kappa R T_s}} ,$$

c rychlost zvuku v tekutině, κ poměr měrných tepel

$$\kappa = \frac{c_p}{c_v} \quad .$$

Pro stlačitelné proudění je hustota na vstupu určena stavovou rovnicí:

$$\rho = \frac{p}{rT} \quad ,$$

r měrná plynová konstanta, T_s statická teplota je vypočtena z celkové teploty T_0

$$\frac{T_0}{T_s} = 1 + \frac{\kappa - 1}{2} M^2 \quad .$$

2.6.3 Tlak na výstupu

Tlaková okrajová podmínka na výstupu se zadává v podobě statického tlaku. Statický tlak se definuje jen v případě subsonického proudění. Pokud je proudění supersonické, tak se tlak i ostatní veličiny extrapolují z proudění uvnitř oblasti. Pokud se objevuje během výpočtu zpětné proudění, je tato podmínka vhodnější než outflow, protože dosahuje lepší konvergence. Pro zpětné proudění je ale nutné určit reálné okrajové podmínky ostatních počítaných veličin, což je teplota a turbulentní veličiny, případně další skalární veličiny.

2.6.4 Odčerpávání

Podmínka odčerpávání (outflow) se používá k modelování proudění na výstupu v případech, kdy nejsou známy výstupní rychlosti a tlaky před začátkem řešení. Tato podmínka je vhodná tam, kde je na výstupu plně vyvinuté ustálené proudění, tj. rychlostní profily a profily ostatních počítaných veličin se již nemění. Předpokládají se nulové normálové gradienty všech proměnných kromě tlaku, což znamená, že hodnoty počítaných veličin a této hranici jsou extrapolovány z vnitřní oblasti. Podmínka outflow je nevhodná pro stačitelné proudění, nestlačitelné nestacionární proudění s měnící se hustotou a v případě zadaného tlaku na vstupu.

2.6.5 Podmínky pro rovnici energie

Další okrajové podmínky se netýkají proudění jako takového, ale dalších doplňujících vlastností definovaných matematickým modelem. Jestliže je systém doplněn rovnicí energie, je nutno definovat teplotní okrajové podmínky na stěnách řešeného modelu a případně vlastnosti vodivých stěn. Tyto podmínky mohou být pro řešení přenosu tepla konvekcí následující:

- Zadaná teplota na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Zadaný tepelný tok na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Zadaný součinitel přestupu tepla na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).

A pro přenos tepla radiací, případně kombinací radiace a konvekce:

- Zadaná okrajová podmínka externí radiace na rozhraní stěny a buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Kombinace externí radiace a externího konvekčního přenosu tepla na rozhraní stěny a živé buňky (resp. stěny a vodivé stěny).
- Zadaná radiace na stěnách (pokud se řeší radiace)

3 Počítačové programy využité při řešení projektu

3.1 SolidWorks

V současnosti je SolidWorks nejpoužívanějším 3D CAD systémem na našem trhu. Umožňuje modelovat plošné i objemové modely a spojovat je do neomezeně velkých sestav. Navíc je možné k těmto modelům a sestavám přímo generovat výrobní výkresy. Toto modelování je založené na jádře Parasolid. SolidWorks má k dispozici velké množství nástrojů pro základní modelování (objemová těla a plochy) a rozšiřující funkce a analýzy. Výhodou je nástroj pro statickou pevnostní analýzu využívající MKP (metoda konečných prvků) a nástroj pro simulaci zatékání plastů. Ty jsou přímo součástí systému. Z uživatelského hlediska je velkou výhodou intuitivní a jednoduchý systém vytváření modelů, díky kterému je uživatel schopen v relativně krátkém čase vytvářet složité modely a sestavy. Modely lze vytvářet pomocí vysunutí, rotací, spojení profilů, tažení po křivkách, tenkostěnných operací a skořepin, zaoblení, normalizovaných děr, pokročilých polí atd. Rovněž je možné využít všech předností práce ve vícetělovém prostředí. Pro modelování složitých součástí je v systému SolidWorks obsažen výkonný plošný modelář pro vytváření komplexních ploch pomocí tažení po křivce s řídícími křivkami s kontrolou tečnosti či spojení profilů. Plochy lze zaoblovat, doplňovat, prodlužovat, ořezávat, vzájemně nahrazovat atd. K dispozici jsou nástroje pro manipulaci s plošnými těly, jako např. rotování, posouvání, zrcadlení a kopírování.

3.2 Cosmos FloWorks

COSMOS FloWorks je nadstavbou programu SolidWorks a je do něj plně integrován. Tato aplikace umožňuje analýzu proudění plynů, kapalin nebo přenos tepla. Její výhodou oproti jiným programům je snazší ovládání, a to i pro uživatele kteří nejsou odborníky na simulaci proudění tekutin. Mezi další výhody patří její vysoká flexibilita, a přesnost výpočtů.

Protože je velice flexibilní, lze COSMOS FloWorks použít na celou řadu rozdílných aplikací. Zároveň úzká provázanost s CAD, snadné ovládání a rychlá automatická generace výpočetní sítě umožňují operativní změny geometrie modelu a ověření jejich vlivu na provoz zařízení.

Možnosti programu:

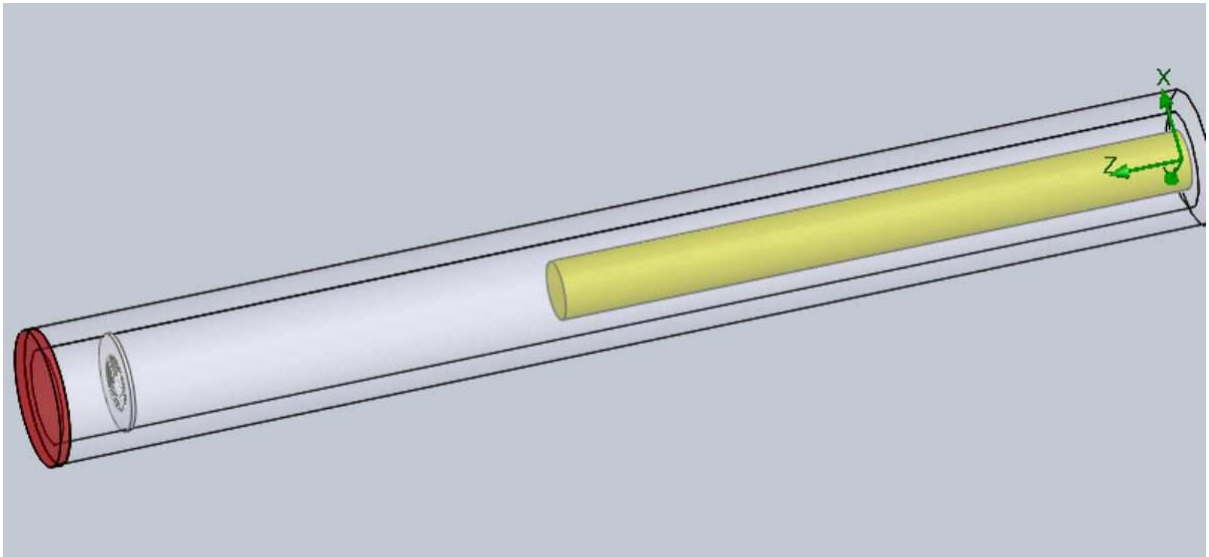
- Nestlačitelné a stlačitelné, podzvukové i nadzvukové proudění kapalin a plynů.
- Laminární a turbulentní proudění podle modelu.
- Vnitřní a vnější proudění.
- Přenos tepla kondukcí, konvekcí (přirozená, nucená) a radiací.
- Stacionární a nestacionární proudění.
- Zahrnutí drsnosti stěn.
- Nahrazení části modelů porézními médii.
- Model rotace.
- Nenewtonovské kapaliny jako je např. krev nebo pasta.
- Zooming – detailní výpočet vybrané části s okrajovými podmínkami určenými výpočtem na zjednodušeném komplexním modelu.
- a další.

4 Praktická část

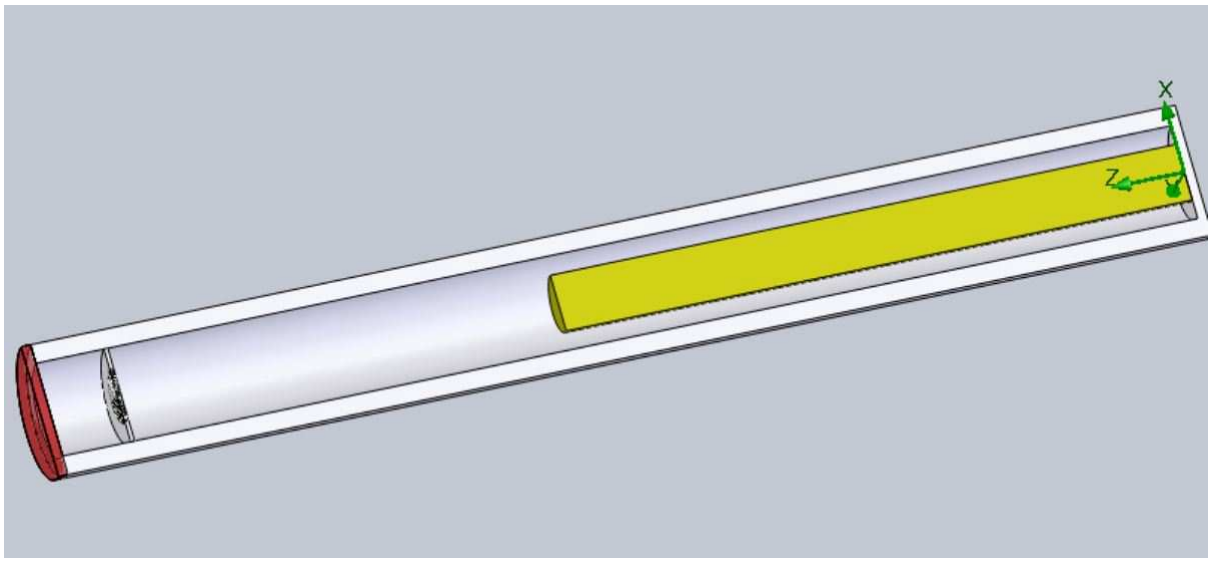
Cílem diplomové práce bylo srovnat podmínky proudění plynu v scintilačním detektoru EREM při použití klasické clonky s jedním otvorem a clonky s mnoha menšími čtvercovými otvory (dále jen síťka), přičemž plošný obsah otvorů síťky se rovná obsahu otvoru v klasické clonce. Pomocí počítačové simulace měly být zjištěny rozdíly proudění plynu v dráze sekundárních elektronů při užití clonky s jedním otvorem a síťové clonky, a to při různých tlacích v komoře vzorku.

4.1 Modelování scintilačního detektoru

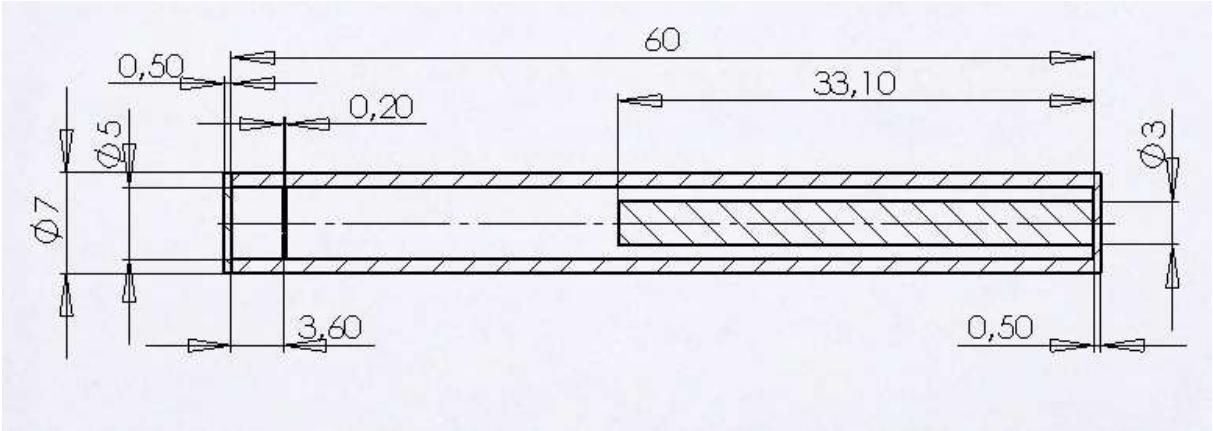
Aby bylo možné provést simulaci, bylo nutné vytvořit trojrozměrný model scintilačního detektoru a clonek. Zjednodušený trojrozměrný modelu detektoru, na kterém se provedly potřebné analýzy, byl nakreslen a sestaven v prostředí programu SolidWorks. Pro simulaci postačí zjednodušený model scintilačního detektoru, do kterého vedou pouze dva otvory, a je tedy vytvořen jako jednoclonkový. Tento model je zobrazen na obr.č.18 až 23.



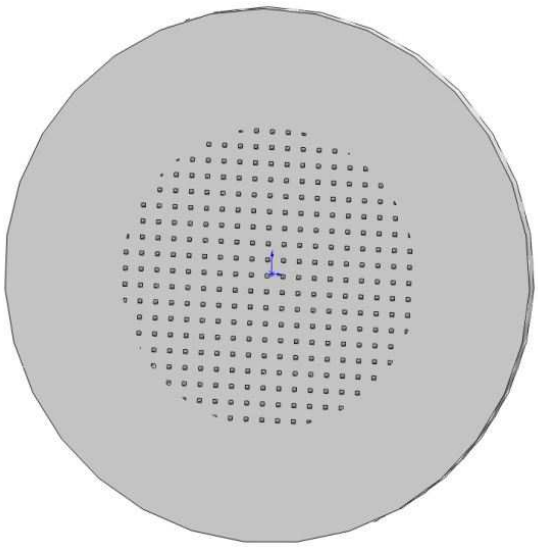
Obr.č.18 – model zjednodušeného scintilačního detektoru



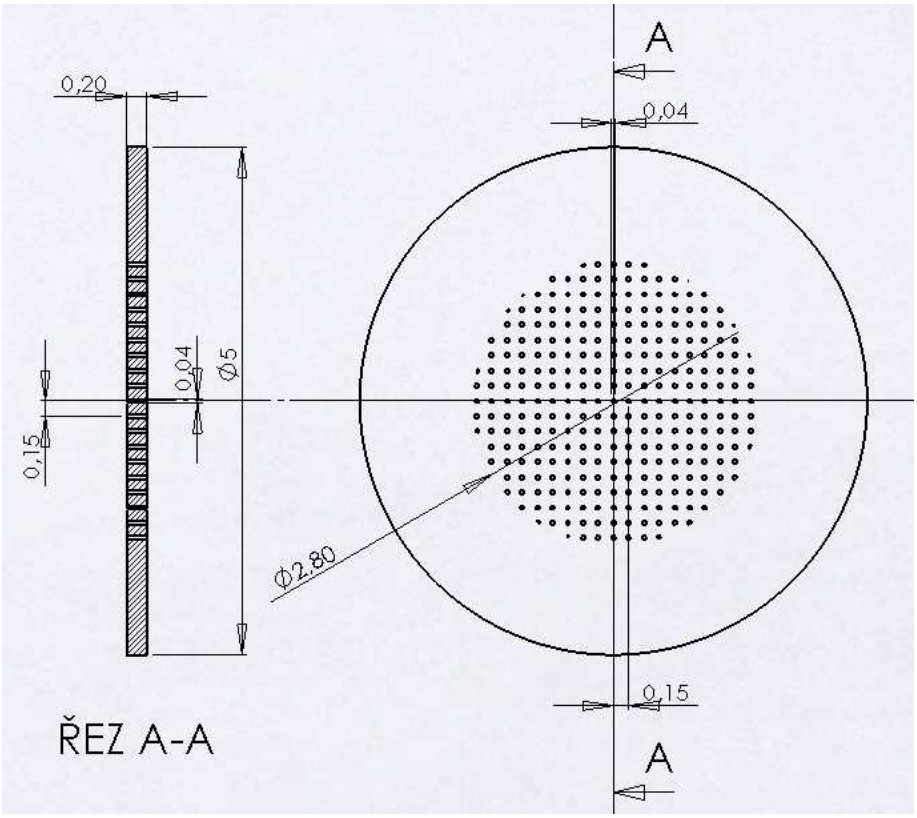
Obr.č.19 – řez modelem zjednodušeného scintilačního detektoru



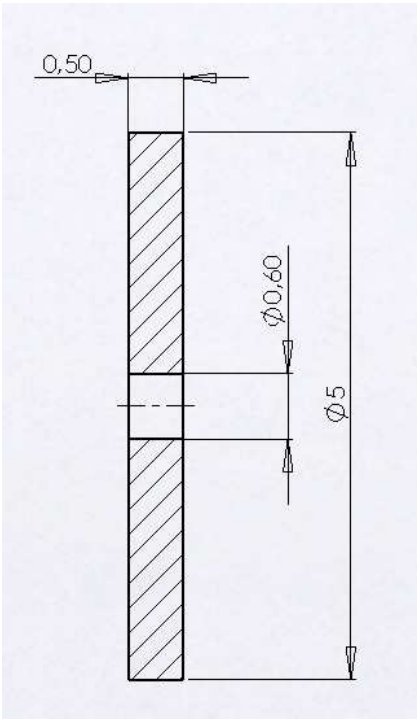
Obr.č.20 – Rozměry zjednodušeného modelu scintilátoru (hodnoty jsou v mm)



Obr.č.21 – model clonky ve tvaru síťky



Obr.č.22 – Rozměry clonky ve tvaru síťky (hodnoty jsou v mm)



Obr.č.23 – Rozměry clonky s jedním otvorem (hodnoty jsou v mm)

Šířky clonek jsou rozdílné záměrně, protože se v těchto rozměrech vyrábí. Jejich šířka má sice určitý vliv na výsledky analýzy, ale tento vliv není rozhodující.

4.2 Provedení analýzy proudění plynu v detektoru

Trojrozměrný model detektoru a clonek, které byly vymodelovány v prostředí SolidWorks, byl následně podroben analýze, pomocí které se sledoval tlak plynu v komoře detektoru v závislosti na použitých clonkách a tlaku plynu v komoře vzorku. Pro tuto analýzu byl použit program Cosmos FloWorks. Jak je uvedeno výše, jedná se o nadstavbu SolidWorks, jež umožňuje analyzovat proudění kapalin a plynů, tlaky a přenos tepla.

Pro provedení simulace je třeba nejdříve zadat podmínky za jakých má simulace proběhnout. Je potřeba nastavit okrajové podmínky, parametry sítě a cíle výpočtu.

4.2.1 Nastavení sítě

Systém Cosmos FloWorks u symetrických tvarů umožňuje nastavit výpočtovou síť pouze na polovinu symetrické oblasti a výpočet tak tvořit symetricky a výrazně tak zkrátit dobu simulace. Vzhledem k tomu, že pro náš účel postačí zjednodušený válcový model detektoru, je možné této funkce využít. Při vytváření sítě je nejprve nastaven počet buněk základní sítě v osách X, Y, Z a následně je provedeno zjemnění oblastí clonek a scintilátoru, kde jsou očekávány složitější podmínky proudění v důsledku malých otvorů a zúžení (viz. obr.č.24 až 29).

Základní nastavení velikosti sítě je uvedeno v tabulkách č.1 a 3. Doplňující nastavení sítě v oblasti zúžení, kanálků a ostřejších přechodů je uvedeno v tabulkách č.2 a 4. Vzhledem k odlišnému charakteru clonek bylo třeba nastavení výpočtové sítě přizpůsobit jejich tvarům. V **síťce** jsou otvory čtvercového průřezu (kanálky) o rozměrech 0,04 x 0,04 x 0,2 mm, a tak nastavení výpočtové sítě vyžadovalo vyšší zjemnění než u **clonky s jedním otvorem**. To se provedlo pomocí funkce *Narrow Channels (Úzké kanálky)* nastavením hodnot *The minimum height of narrow channels (Minimální rozměr úzkého kanálku) = 0,02 mm*, a *The maximum height of narrow channels (Maximální rozměr úzkého kanálku) = 0,05 mm*. Program pak hledá kanálky v tomto rozsahu, a protože otvory v **síťce** tuto podmínku splňují, má program nařízeno dát do těchto kanálků minimálně 5 buněk na průřez, což je nastaveno hodnotou *Characteristic number of cells across a narrow channel (Charakteristický počet buněk v úzkém kanálku) = 5*. Tato podmínka slouží k dostatečně dobrému popsání proudění v úzkém kanálku. Parametry nastavení výpočtové sítě pro variantu se síťkou jsou uvedeny v tab.č.1 a 2.

Tab.č.1 – Základní nastavení sítě při použití síťky[1]

Osy	X	Y	Z	Rozměr X[1]	Rozměr Y	Rozměr Z
Počet buněk a rozměry výpočtové oblasti	3	7	75	2,505 mm	5,01 mm	60 mm

Tab.č.2 – Doplňující nastavení velikosti výpočtové sítě při použití síťky

Solid/Fluid Interface (Rozhraní povrch/tekutina)	
Small solid features refinement level (Úroveň zjemnění v oblasti malých částic)	1
Curvature refinement level (Úroveň zjemnění v oblasti zakřivených ploch)	0
Curvature refinement criterion (Kriterium zjemnění v oblasti zakřivených ploch)	0.1
Tolerance refinement level (Úroveň tolerance zjemnění)	0
Tolerance refinement criterion (Kriterium tolerance zjemnění)	5.7615 mm
Narrow channels (Úzké kanálky)	
Advanced narrow channel refinement (Pokročilé zjemnění úzkých kanálků)	On
Characteristic number of cells across a narrow channel (Charakteristický počet buněk v úzkém kanálku)	5
Narrow channels refinement level (Úroveň zjemnění v úzkém kanálku)	2
The minimum height of narrow channels (Minimální rozměr úzkého kanálku)	0.02 mm
The maximum height of narrow channels (Maximální rozměr úzkého kanálku)	0.05 mm

Pro nastavení výpočtové sítě pro **clonku s jedním otvorem** byly hodnoty *minimálního a maximálního rozměru úzkého kanálku* vypnuty, místo toho byla nastavena funkce *Local Mesh Settings (Lokální nastavení sítě)*. Pro toto nastavení byly vybrány plochy obou stěn clonky a samotný otvor ve clonce. Parametry nastavení výpočtové sítě pro variantu se clonku s jedním otvorem jsou uvedeny v tab.č.3 a 4.

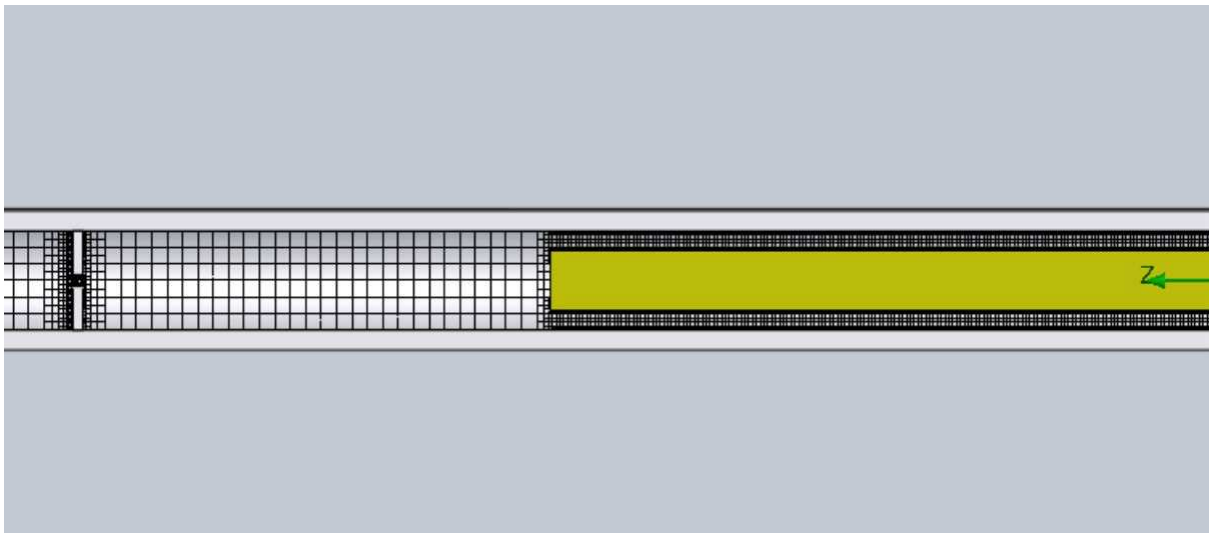
Tab.č.3 – Základní nastavení sítě při použití clonky s jedním otvorem

Osy	X	Y	Z	Rozměr X[1]	Rozměr Y	Rozměr Z
Počet buněk a rozměry výpočtové oblasti	3	6	80	2,505 mm	5,01 mm	60 mm

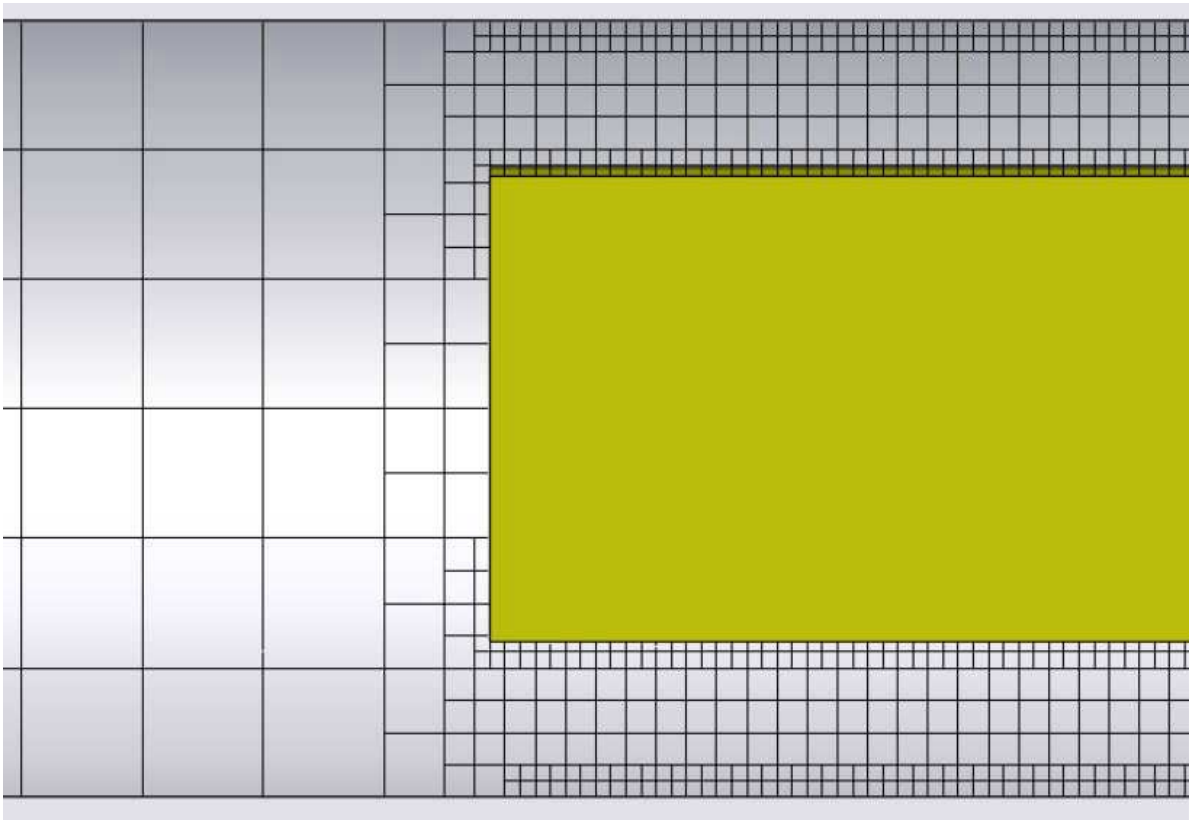
[1] rozměr výpočtové oblasti v rovině X je poloviční, protože výpočet probíhá symetricky

Tab.č.4 – Doplňující nastavení velikosti výpočtové sítě při použití clonky s jedním otvorem

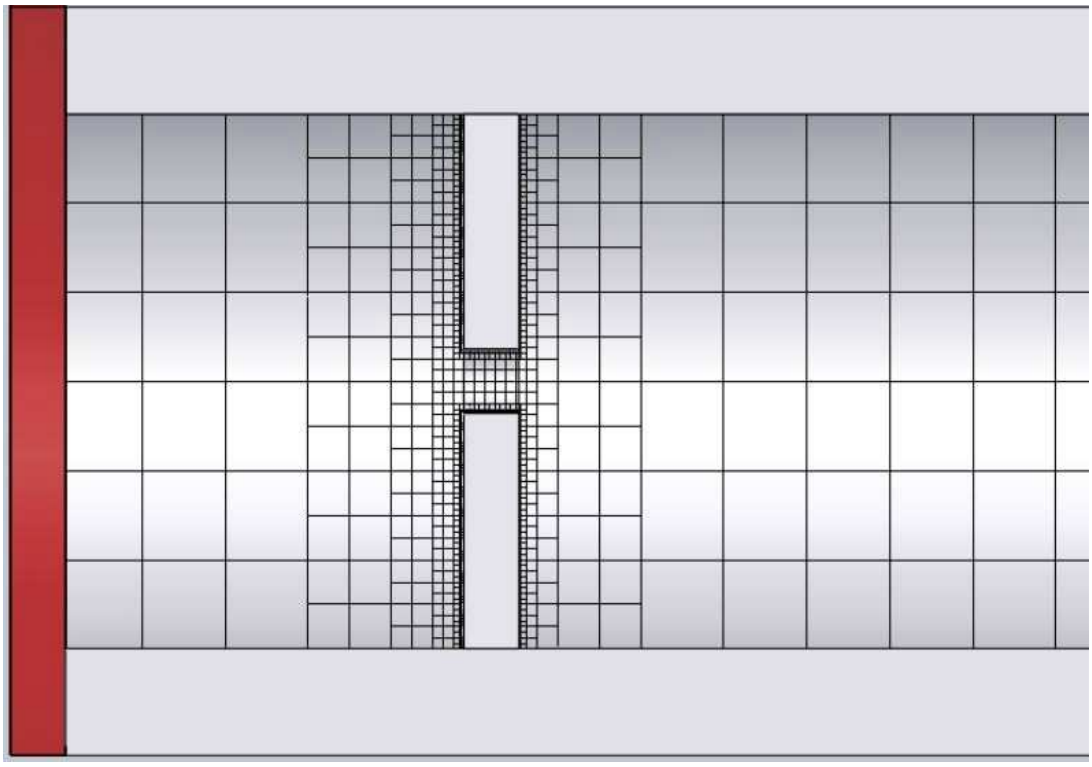
Solid/Fluid Interface (Rozhraní povrch/tekutina)		
Small solid features refinement level (Úroveň zjemnění v oblasti malých částic)		1
Curvature refinement level (Úroveň zjemnění v oblasti zakřivených ploch)		0
Curvature refinement criterion (Kriterium zjemnění v oblasti zakřivených ploch)		0.1
Tolerance refinement level (Úroveň tolerance zjemnění)		0
Tolerance refinement criterion (Kriterium tolerance zjemnění)		5.7615 mm
Narrow channels (Úzké kanálky)		
Advanced narrow channel refinement (Pokročilé zjemnění úzkých kanálků)		On
Characteristic number of cells across a narrow channel (Charakteristický počet buněk v úzkém kanálku)		5
Narrow channels refinement level (Úroveň zjemnění v úzkém kanálku)		2
The minimum height of narrow channels (Minimální rozměr úzkého kanálku)		Off
The maximum height of narrow channels (Maximální rozměr úzkého kanálku)		Off
Local Mesh Settings (Lokální nastavení sítě)		
Components (vybrané plochy pro lokální nastavení sítě)	Face <1clonka6-2@Odebrat vysunutím1> Face <2clonka6-2@Vysunout1> Face <3clonka6-2@Vysunout1>	
Solid/Fluid Interface (Rozhraní povrch/tekutina)	Small solid features refinement level (Úroveň zjemnění v oblasti malých částic)	5
	Curvature refinement level (Úroveň zjemnění v oblasti zakřivených ploch)	5
	Curvature refinement criterion (Kriterium zjemnění v oblasti zakřivených ploch)	0,0999999998
	Tolerance refinement level (Úroveň tolerance zjemnění)	5
	Tolerance refinement criterion (Kriterium tolerance zjemnění)	5.7615 mm
Refining cells (Zjemnění buněk)	Refine all cells (Zjemnit všechny buňky)	On
	Level of refining all cells (Úroveň zjemnění všech buněk)	5
Narrow channels (Úzké kanálky)	Advanced narrow channel refinement (Pokročilé zjemnění úzkých kanálků)	On
	Characteristic number of cells across a narrow channel (Charakteristický počet buněk v úzkém kanálku)	5
	Narrow channels refinement level (Úroveň zjemnění v úzkém kanálku)	5
	The minimum height of narrow channels (Minimální rozměr úzkého kanálku)	Off
	The maximum height of narrow channels (Maximální rozměr úzkého kanálku)	Off



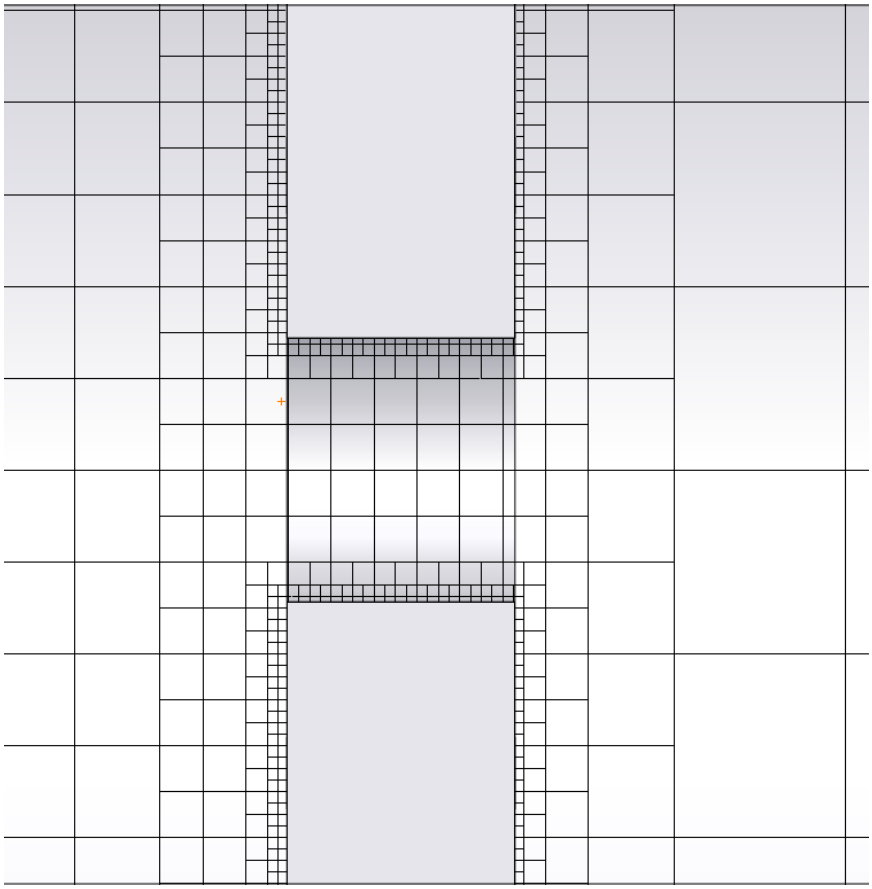
Obr.č.24 – Nastavení sítě



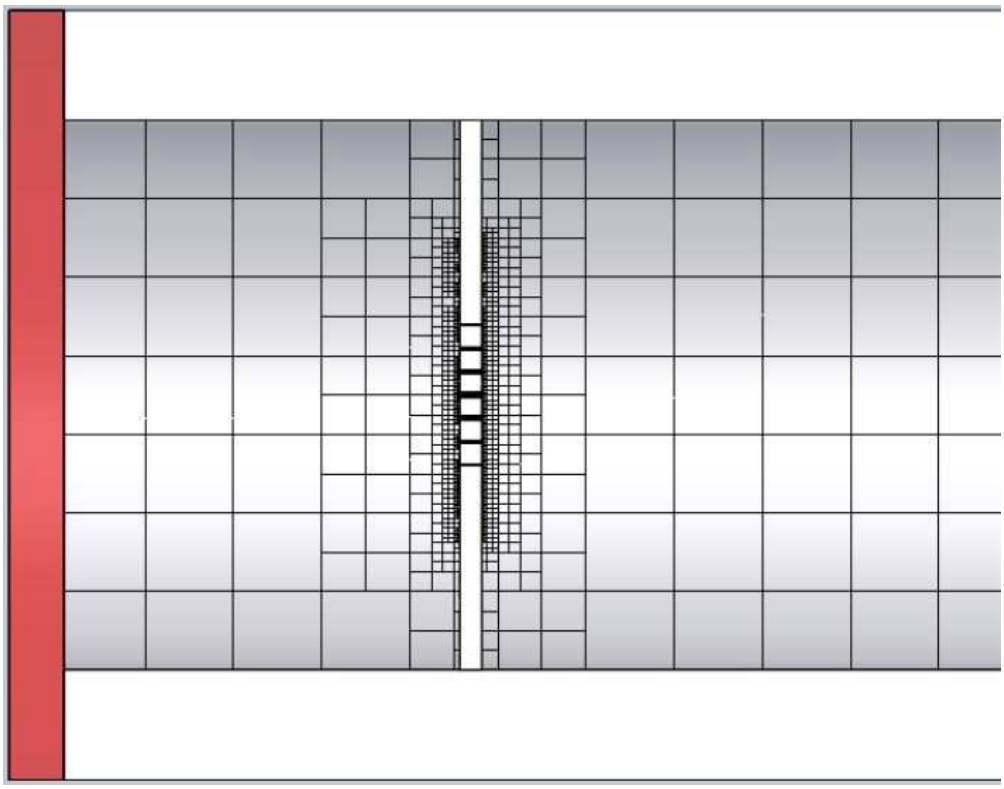
Obr.č.25 – Nastavení sítě - detail oblasti scintilátoru



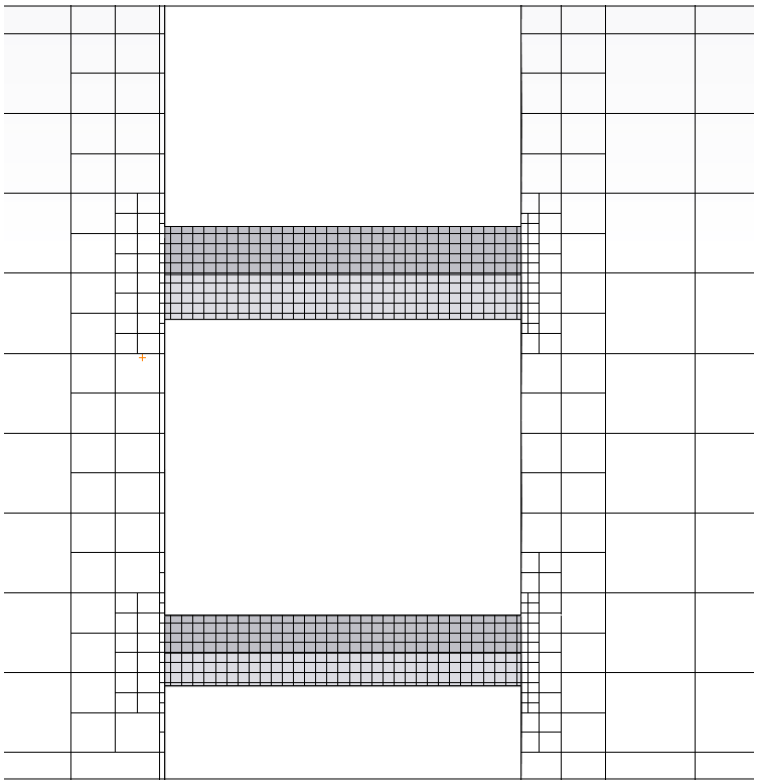
Obr.č.26 – Nastavení sítě kolem clony s jedním otvorem



Obr.č.27 – Nastavení sítě kolem clony s jedním otvorem - detail



Obr.č.28 – Nastavení sítě kolem clonky ve tvaru síťky



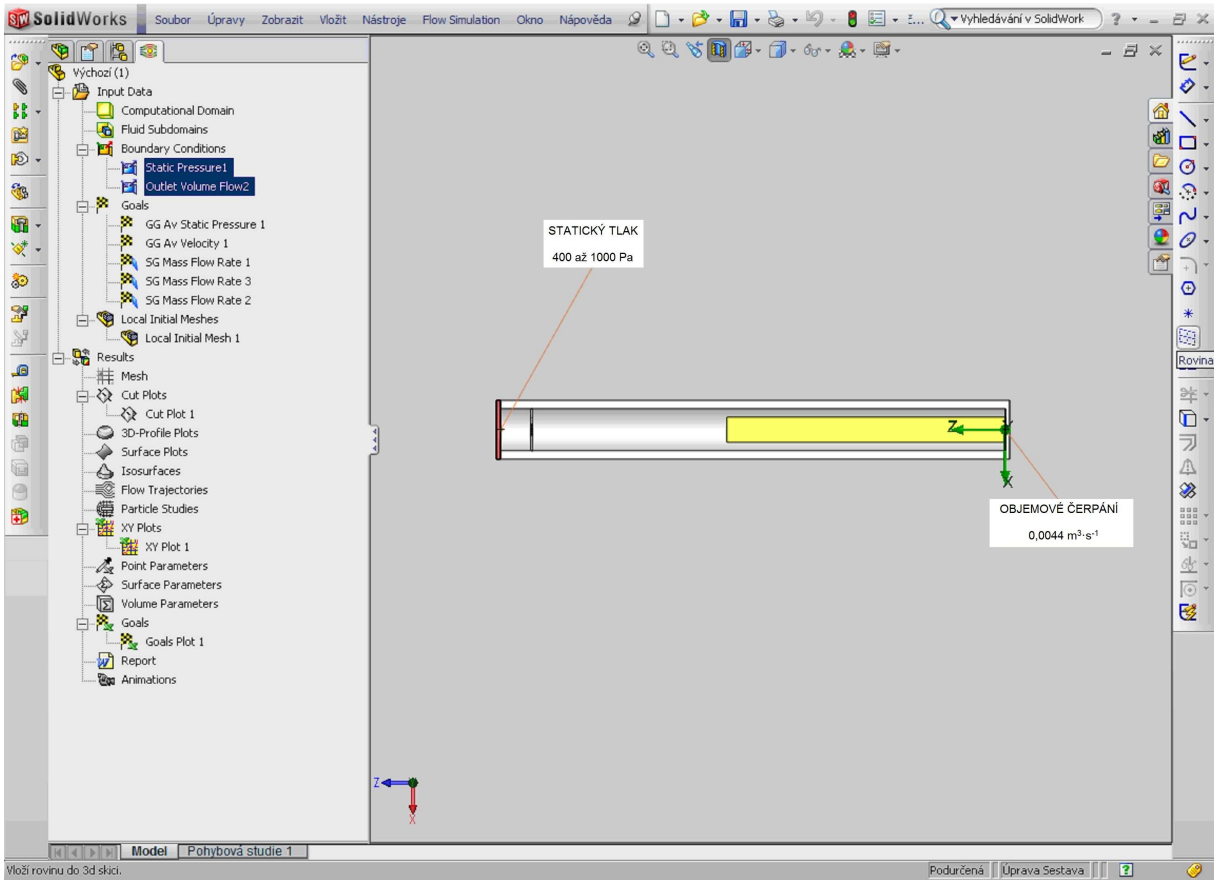
Obr.č.29 – Nastavení sítě kolem clonky ve tvaru síťky – detail

4.2.2 Nastavení okrajových podmínek

Nastavení okrajových podmínek vychází z principu funkce scintilačního detektoru pro EREM popisované v kapitole 1.5.2. Jejich nastavení je velmi důležité, určují totiž čerpací rychlost vývěvy a tlaky v komoře vzorku. Jak bylo již řečeno, pro simulaci postačí zjednodušený model scintilačního detektoru do kterého vedou pouze dva otvory:

- **Hrdlo detektoru vstupujícího do komory vzorku.** Simulovaly se varianty velikostí tlaku v komoře vzorku: 400, 600, 800, 1000 Pa. Tomu odpovídá okrajová podmínka *statický tlak*, přičemž byly postupně nastaveny hodnoty 400, 600, 800 a 1000 Pa.
- **Hrdlo čerpání komory scintilátoru.** Tato komora je čerpána vývěvou rychlostí objemového čerpání 0,0044 $m^3 \cdot s^{-1}$. Tomu odpovídá okrajová podmínka *objemového čerpání 0,044* $m^3 \cdot s^{-1}$ aplikovaná na hrdlo čerpání komory scintilátoru.

Okno programu Cosmos FloWorks při nastavování okrajových podmínek je na obr. č.30.



Obr.č.30 – Nastavení okrajových podmínek v programu Cosmos FloWorks

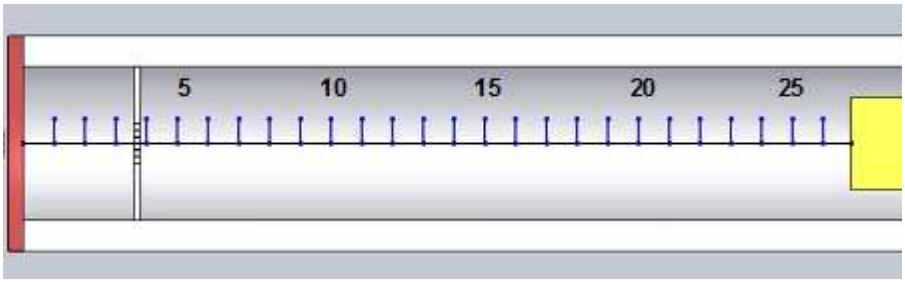
4.2.3 Nastavení cílů výpočtu

Ve vlastním výpočtu jsou sledovány tyto veličiny:

- Průběh statického tlaku v detektoru.
- Průběh rychlosti toku média v detektoru, včetně Machova čísla.
- Průběh hmotnostního toku na otvorech zjednodušeného modelu detektoru.
- Zároveň sledujeme průběh teploty a hustoty média v detektoru.

4.3 Zpracování výsledků analýz

Systém Cosmos FloWorks umožňuje zpracovávat výsledky mnoha způsoby. V této práci jsou využity zejména výsledky, podle kterých lze určit, který ze dvou typů clonek umožňuje udržovat co nejnižší průměrný tlak na dráze SE (kvůli jejich rozptylu) a který typ umožňuje udržovat nižší tlak v komoře scintilátoru tím, že propustí menší objem plynu z komory vzorku. Sledovaná dráha je zobrazena na obr.č.31.

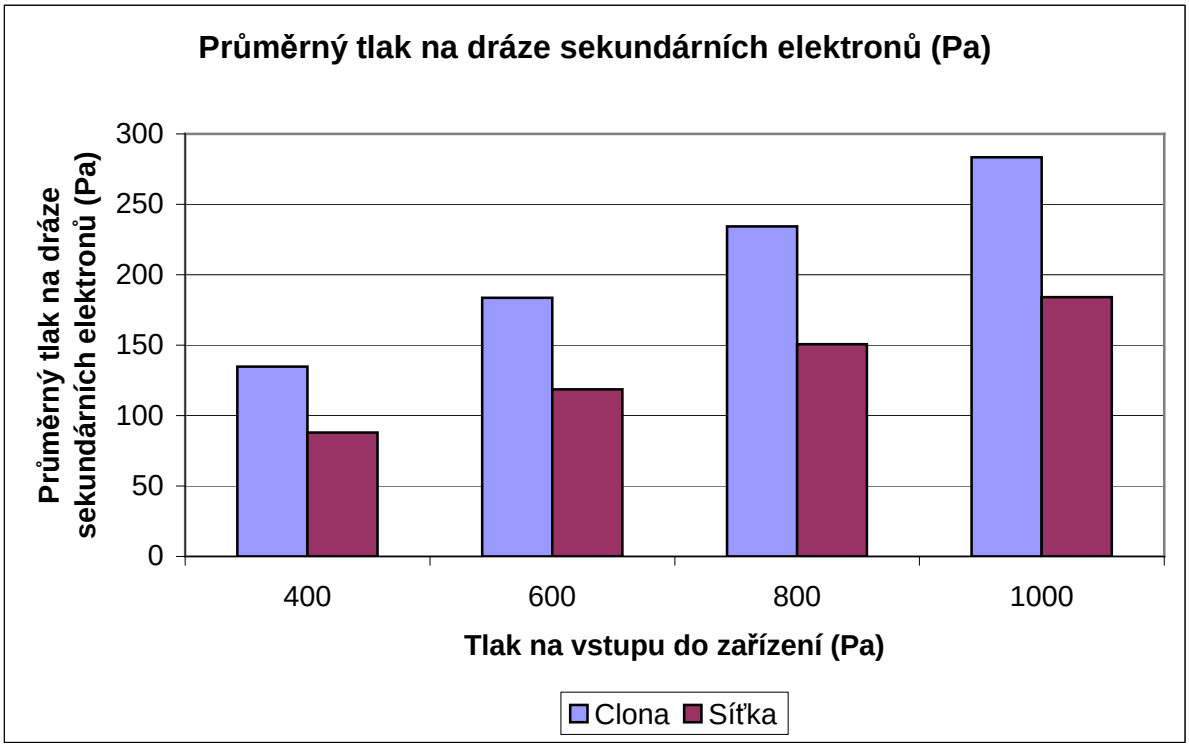


Obr.č.31 – Zkoumaná dráha sekundárních elektronů

Přímka byla tvořena směrem od otvoru hrdla vstupujícího do komory vzorku směrem ke scintilátoru, přičemž hodnota délky 0 mm je u hrdla detektoru a délka 26.9 mm je u scintilátoru. Nástupní hrany clonek jsou umístěny ve vzdálenosti 3,8 mm. Na této přímce jsou pak vytvořeny závislosti veličin, jako je tlak, hustota, rychlost proudění nebo Machovo číslo. Tyto závislosti jsou zobrazeny níže, podrobnější hodnoty potom v příloze A.

4.3.1 Grafické výstupy analýz

Jako první je zde zobrazen graf vypovídající o **průměrném tlaku na dráze sekundárních elektronů** pro oba typy clonek a různé tlaky v komoře vzorku. Je z něj patrné, že průměrný tlak na dráze SE je při použití síťky výrazně nižší, než je tomu u klasické clonky a to pro všechny zkoumané tlaky v komoře vzorku.



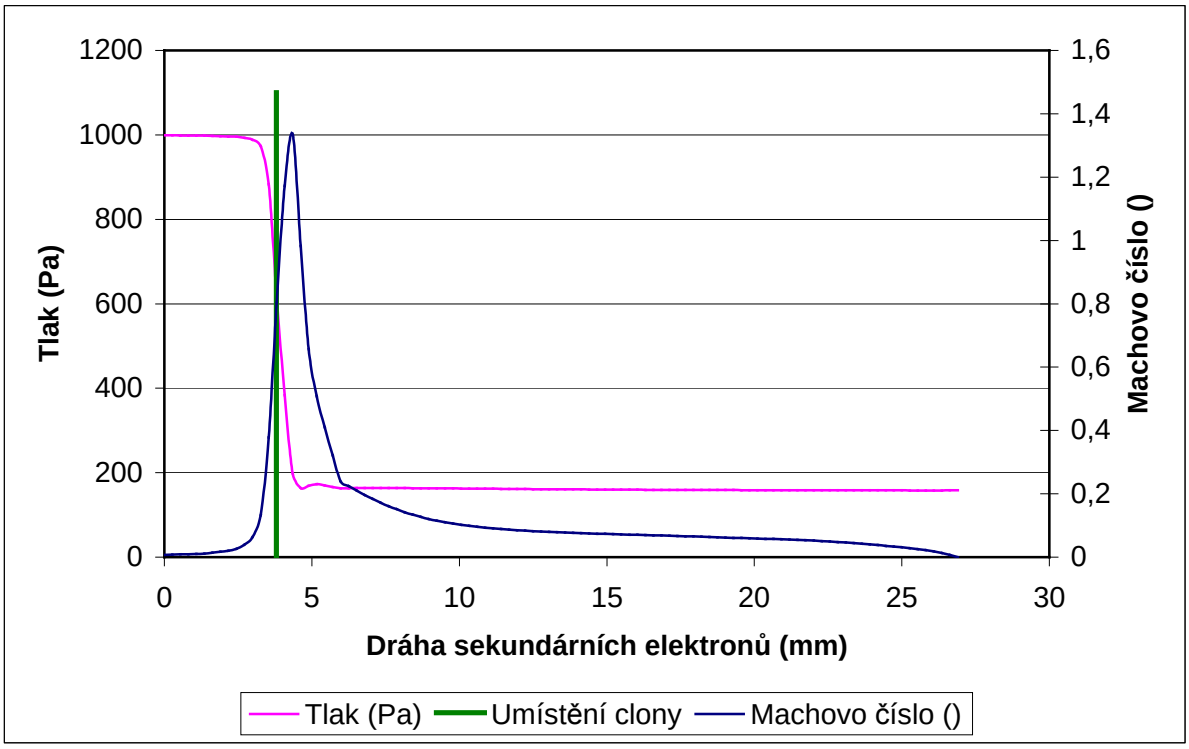
Obr.č.32 – Rozdíly průměrných tlaků na dráze SE pro obě varianty clonek.

Tabulka č.5 – Průměrný tlak na dráze SE při užití clony a síťky a při různých tlacích v komoře vzorku

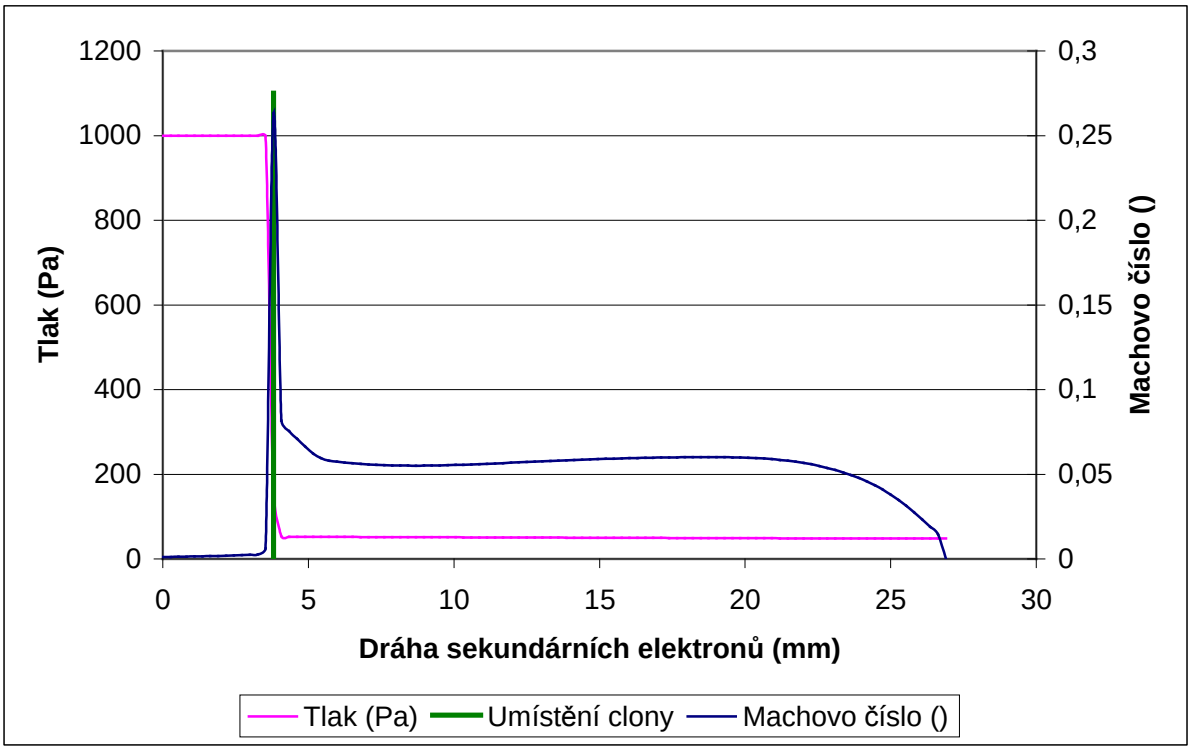
Tlak v komoře vzorku [Pa]	**Průměrný tlak na dráze sekundárních elektronů [Pa]**	
	clona	**síťka**
400	134,7	88,0
600	183,6	118,6
800	234,4	150,6
1000	283,5	184,0

V následujících grafech jsou zobrazeny **jednotlivé průběhy tlaků na dráze SE a velikost Machova čísla**, a to pro všechny kombinace clonek a tlaků v komoře vzorku. Na ose x je vynesena dráha sekundárních elektronů v detektoru, na ose y_1 tlak, a na ose y_2 Machovo číslo. Zeleně je ve vzdálenosti 3,8 mm znázorněno umístění clonky (její nástupní hrana).

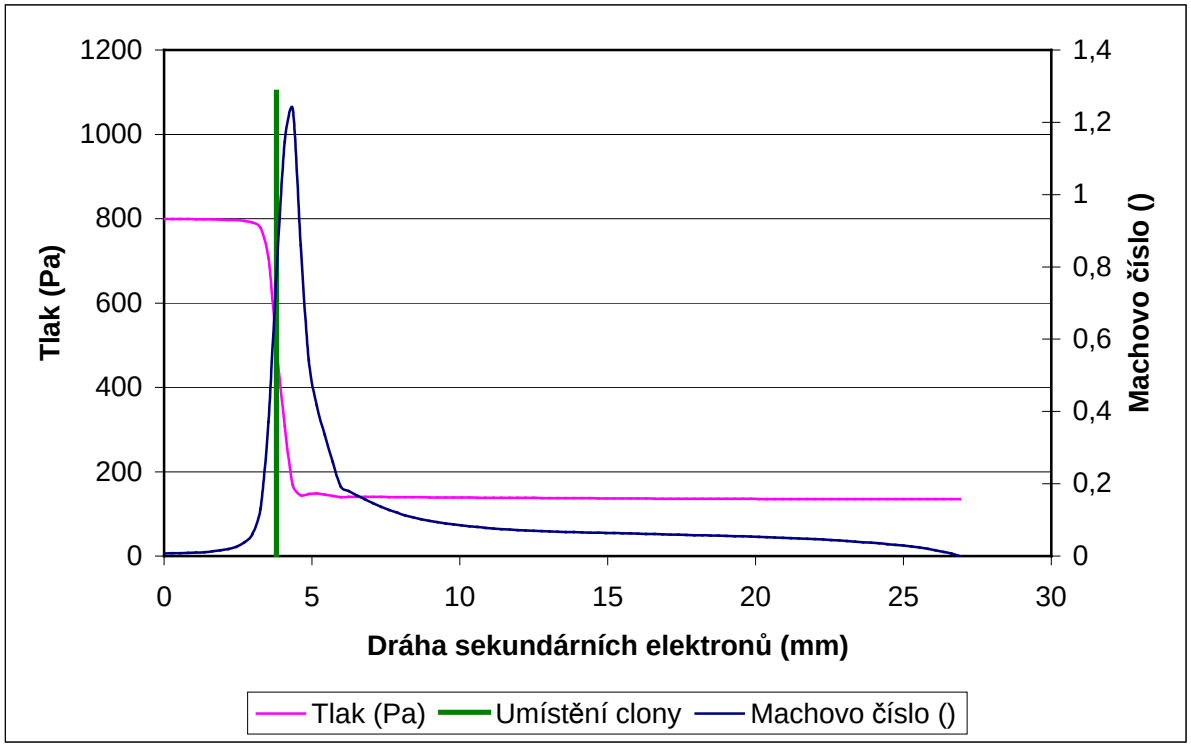
Machovo číslo je pro nás orientační hodnota vypovídající o způsobu proudění plynu skrze clonku. Když je jeho hodnota vyšší než 1, dochází v detektoru k nadzvukovému proudění, když je menší než jedna tak jde o proudění podzvukové. Když je rovno 1, tak plyn proudí rychlostí zvuku. Číselné hodnoty tlaků a Machova čísla jsou umístěny v příloze A v tabulkách č.6 až 9.



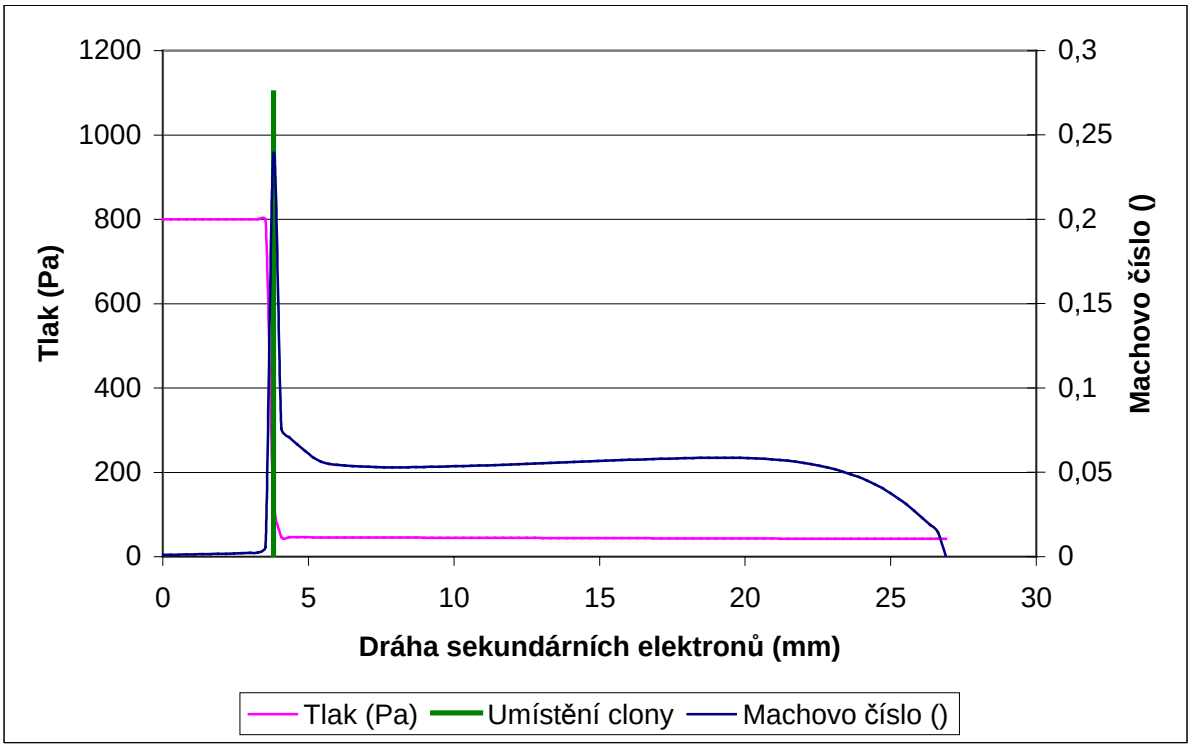
Obr.č.33 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **1000 Pa za použití clonky s jedním otvorem**



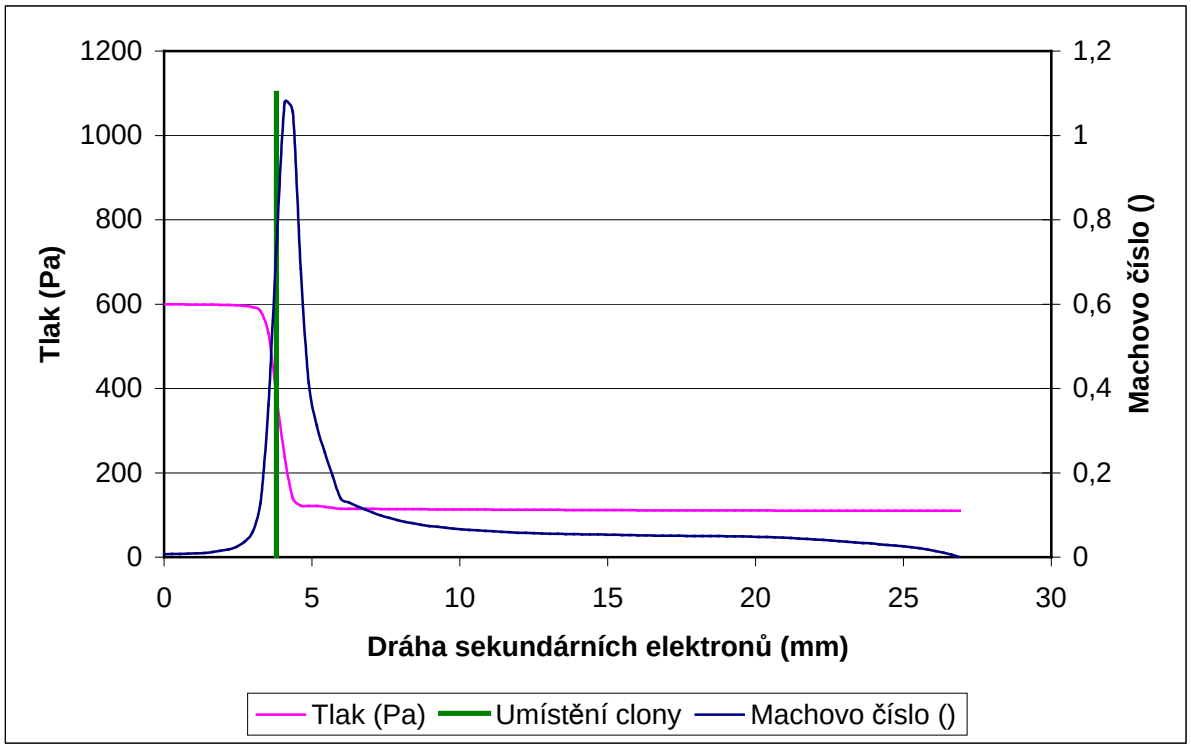
Obr.č.34 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **1000 Pa za použití síťky**



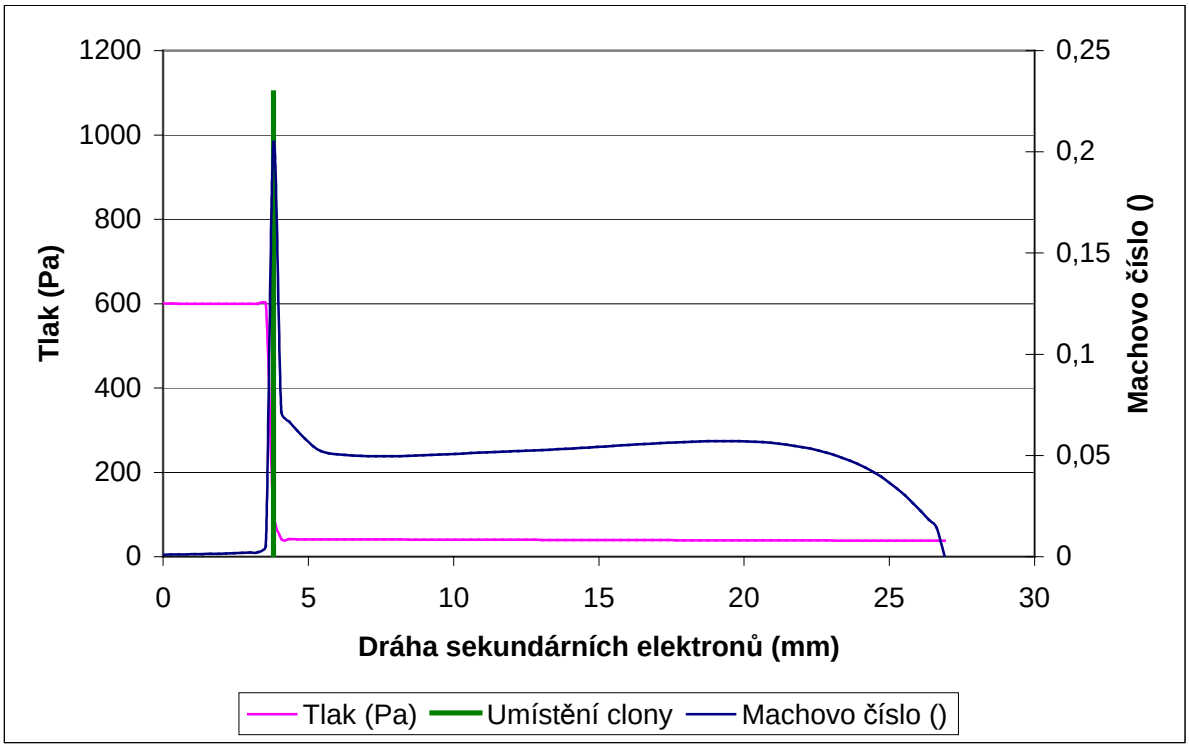
Obr.č.35 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **800 Pa za použití clonky s jedním otvorem**



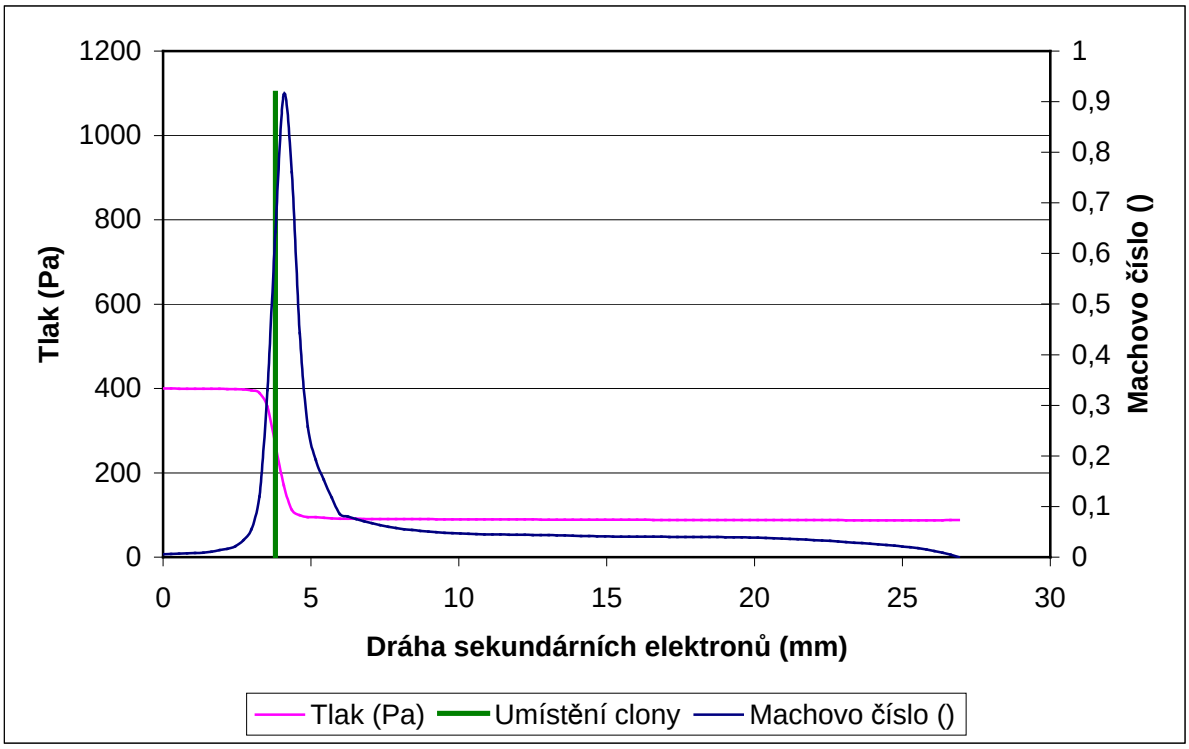
Obr.č.36 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **800 Pa za použití síťky**



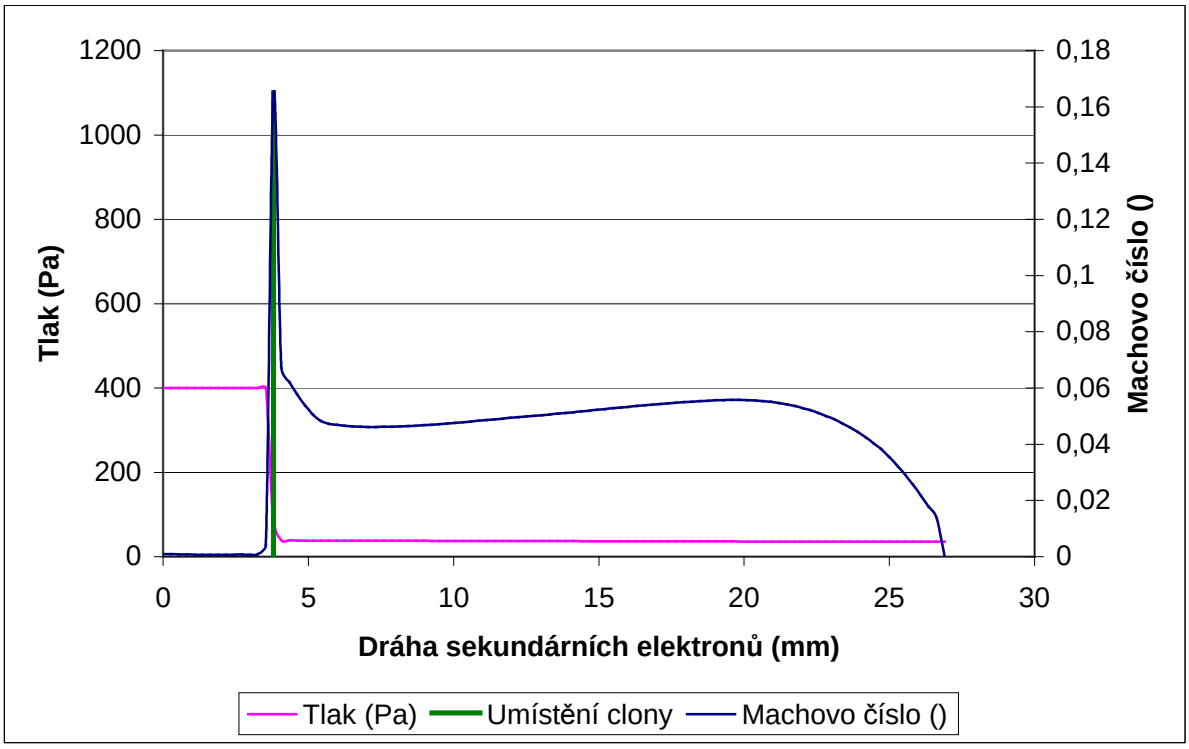
Obr.č.37 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **600 Pa za použití clonky s jedním otvorem**



Obr.č.38 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **600 Pa za použití síťky**



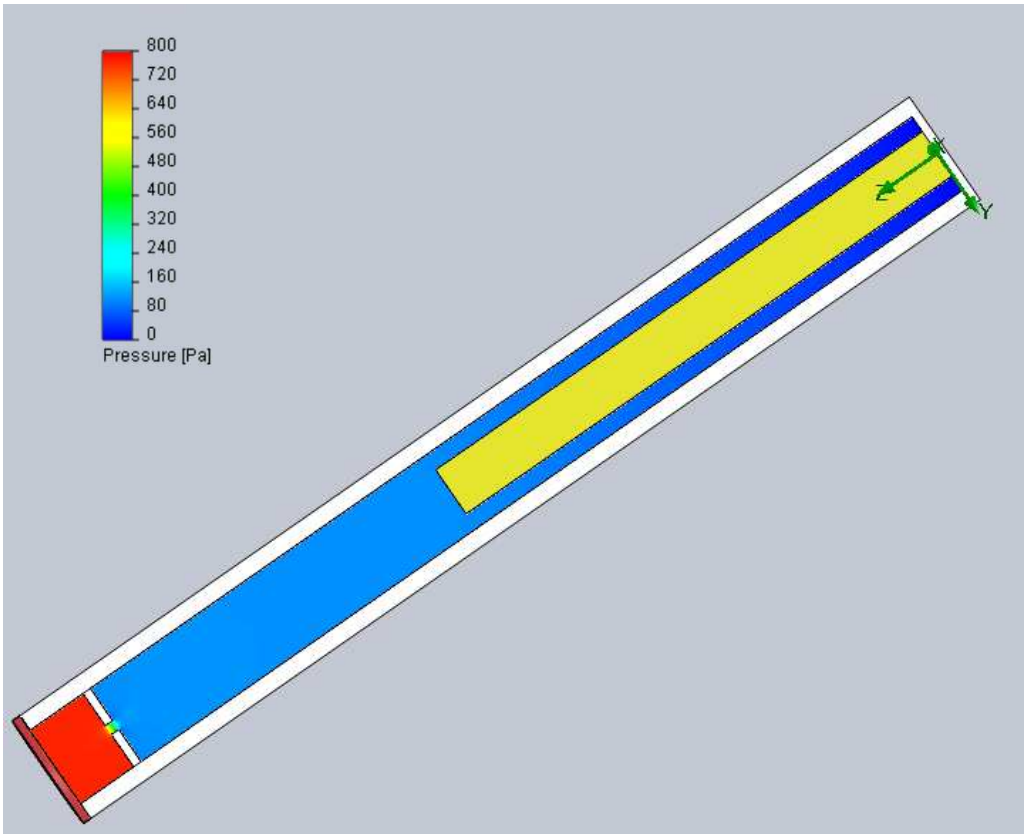
Obr.č.39 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **400 Pa za použití clonky s jedním otvorem**



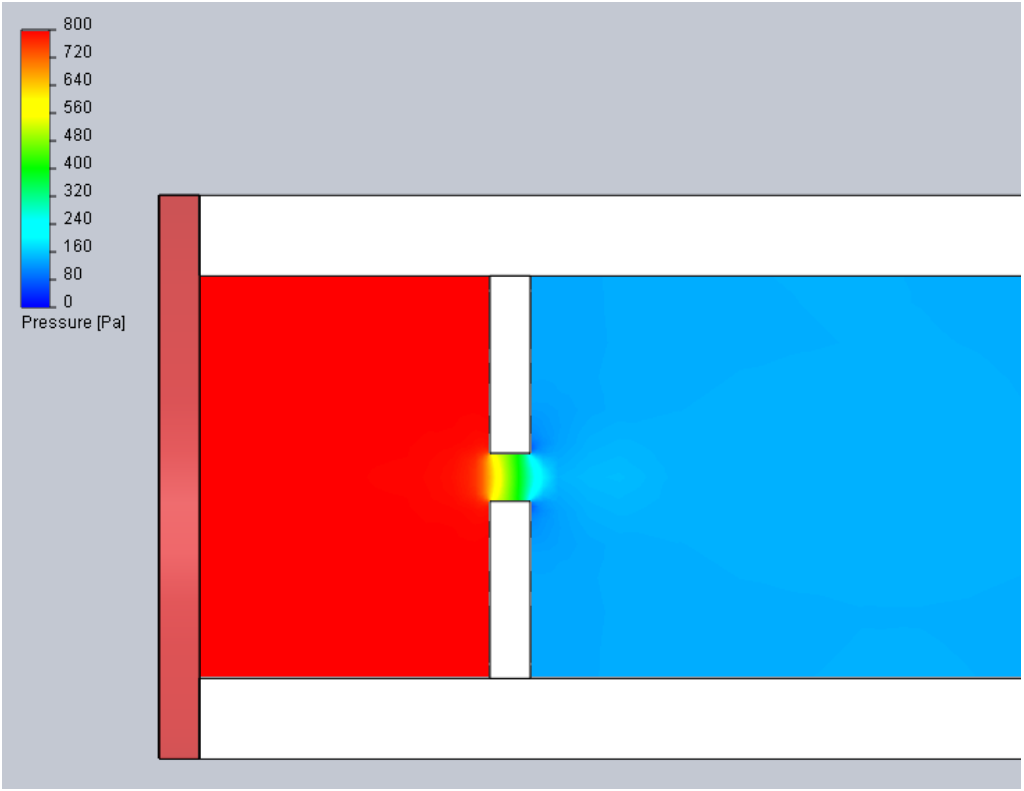
Obr.č.40 – Průběh tlaku a Machova čísla na dráze SE v detektoru při tlaku v komoře vzorku **400 Pa za použití síťky**

Z obrázků č. 33 až 40 je jednoznačně patrné, že při použití síťky tlak za tímto typem clonky klesá rychleji a na nižší hodnotu než je tomu u clonky s jedním otvorem. Dále z nich vyplývá, že při použití klasické clonky při tlacích 600, 800 a 1000 Pa dochází k nadzvukovému proudění. U ostatních pěti variant plyn na celé dráze proudil pouze podzvukovou rychlostí.

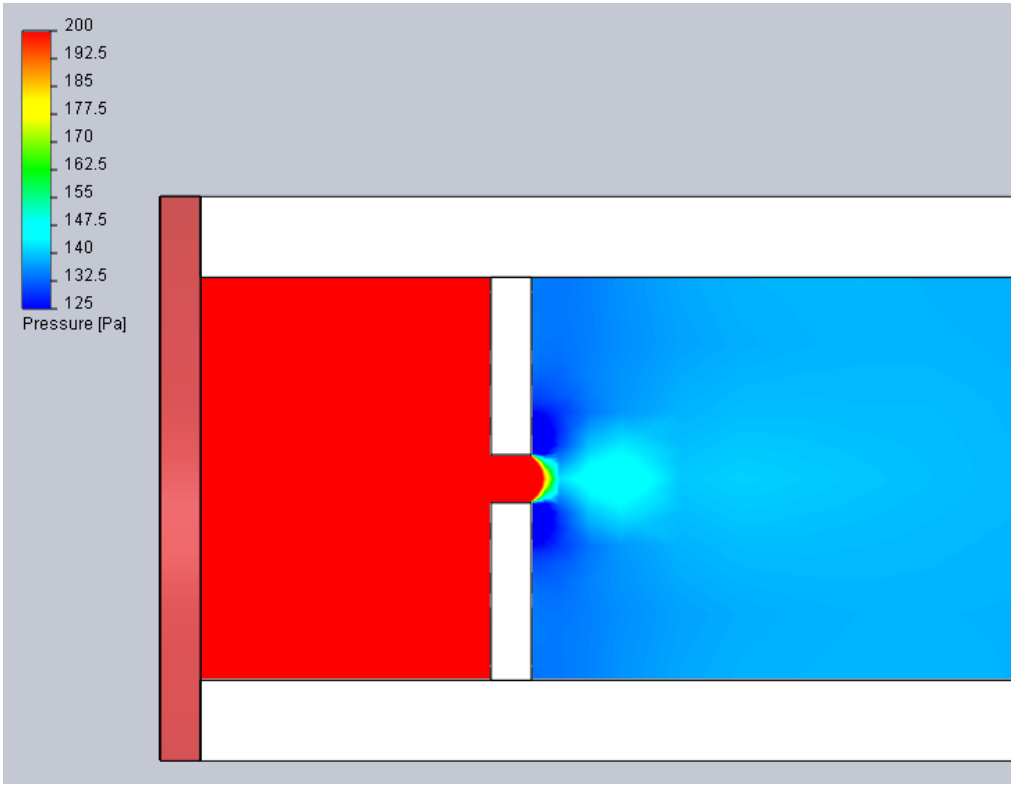
Následující obrázky ukazují **rozložení tlaků** v řezu zjednodušeného detektoru v barevné škále. Z důvodu přehlednosti jsou zde vloženy obrázky pouze pro tlak v komoře vzorku 800 Pa, pro oba případy clonek a s různým nastavením rozsahů barevných stupnic. Různé nastavení rozsahů tlaku volíme proto, aby vynikla jemná rozhraní tlaků, která by při vyšším rozsahu nebyla patrná. Obrázky dalších variant jsou uvedeny v příloze B.



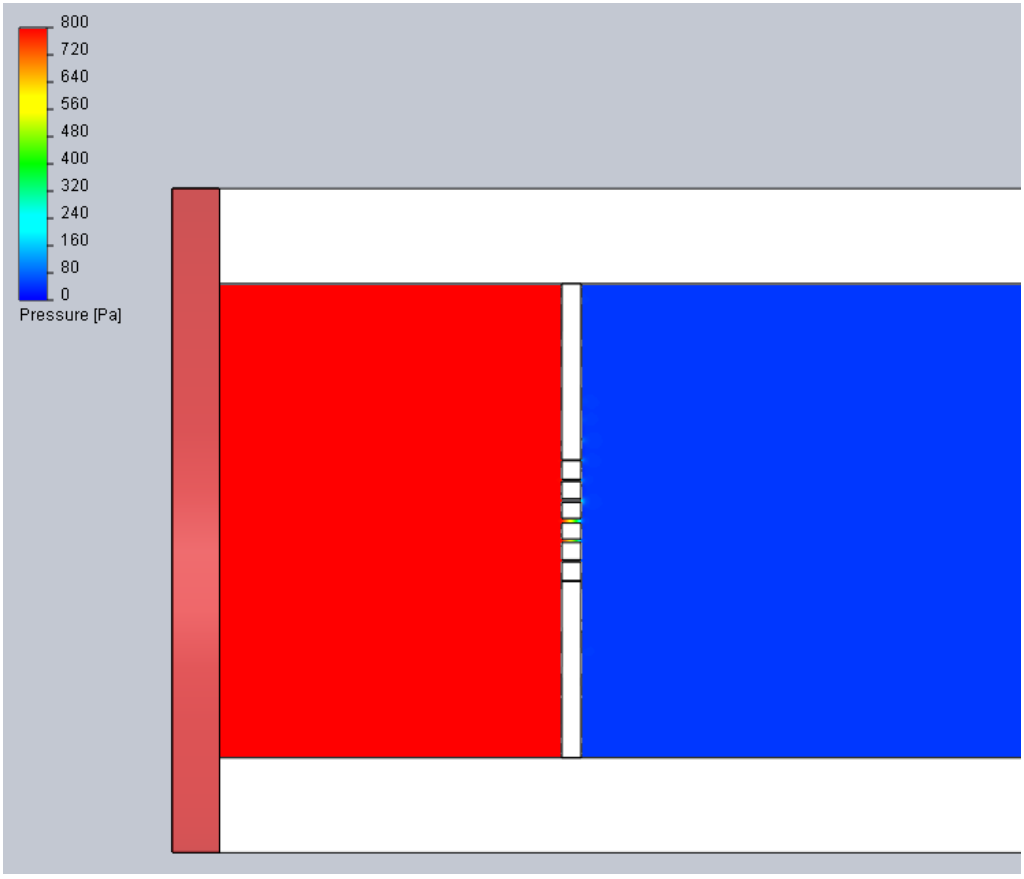
Obr.č.41 – rozložení tlaku v detektoru se clonkou pro rozsah 0 – 800 Pa při tlaku 800 Pa v komoře vzorku.



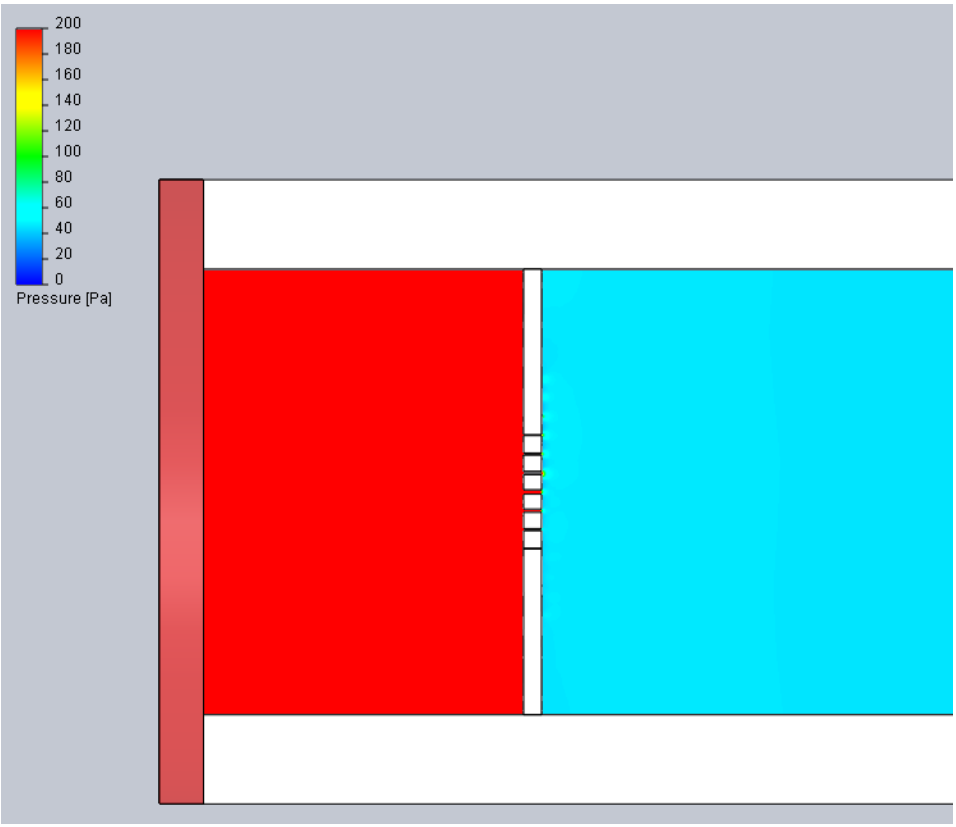
Obr.č.42 – rozložení tlaku v oblasti clonky pro rozsah 0 – 800 Pa při tlaku 800 Pa v komoře vzorku



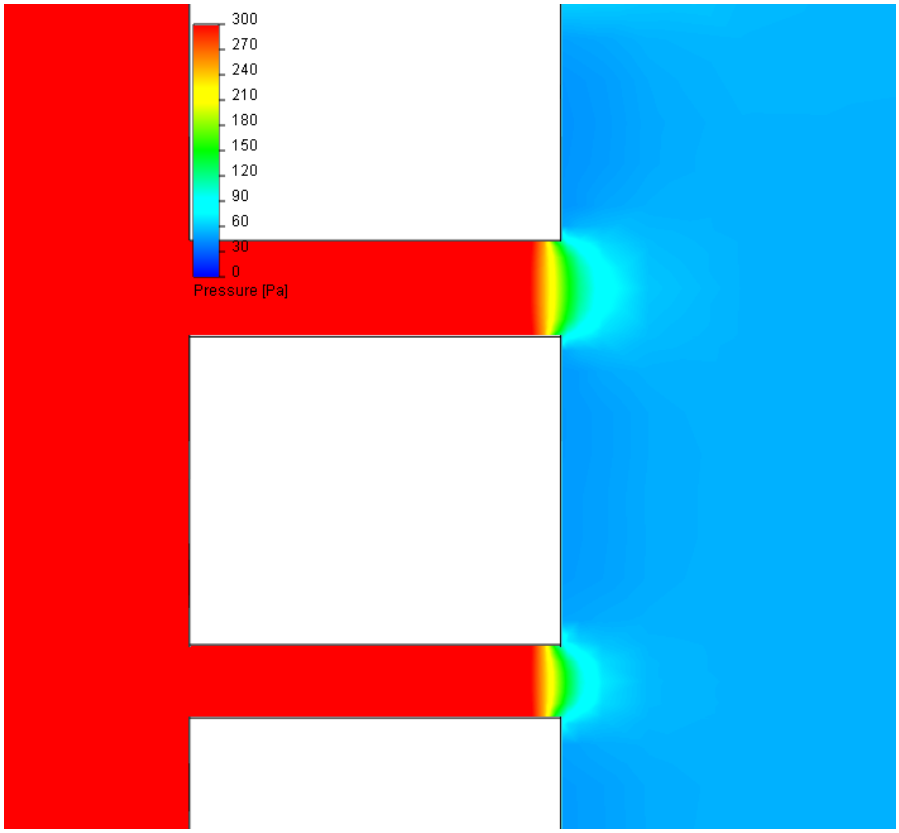
Obr.č.43 – rozložení tlaku v oblasti clonky pro rozsah 125 – 200 Pa při tlaku 800 Pa v komoře vzorku



Obr.č.44 – rozložení tlaku v oblasti síťky pro rozsah 0 – 800 Pa při tlaku 800 Pa v komoře vzorku

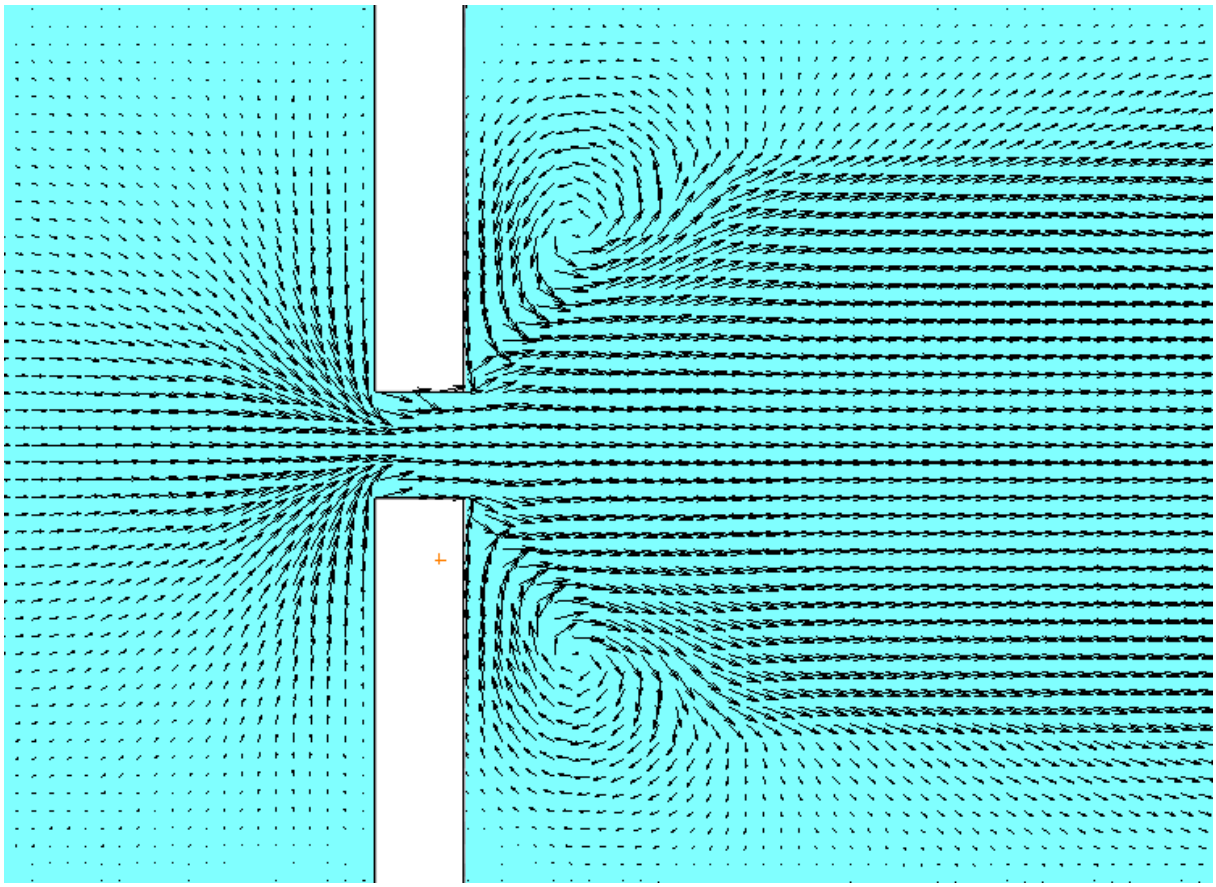


Obr.č.45 – rozložení tlaku v oblasti síťky pro rozsah 0 – 200 Pa při tlaku 800 Pa v komoře vzorku

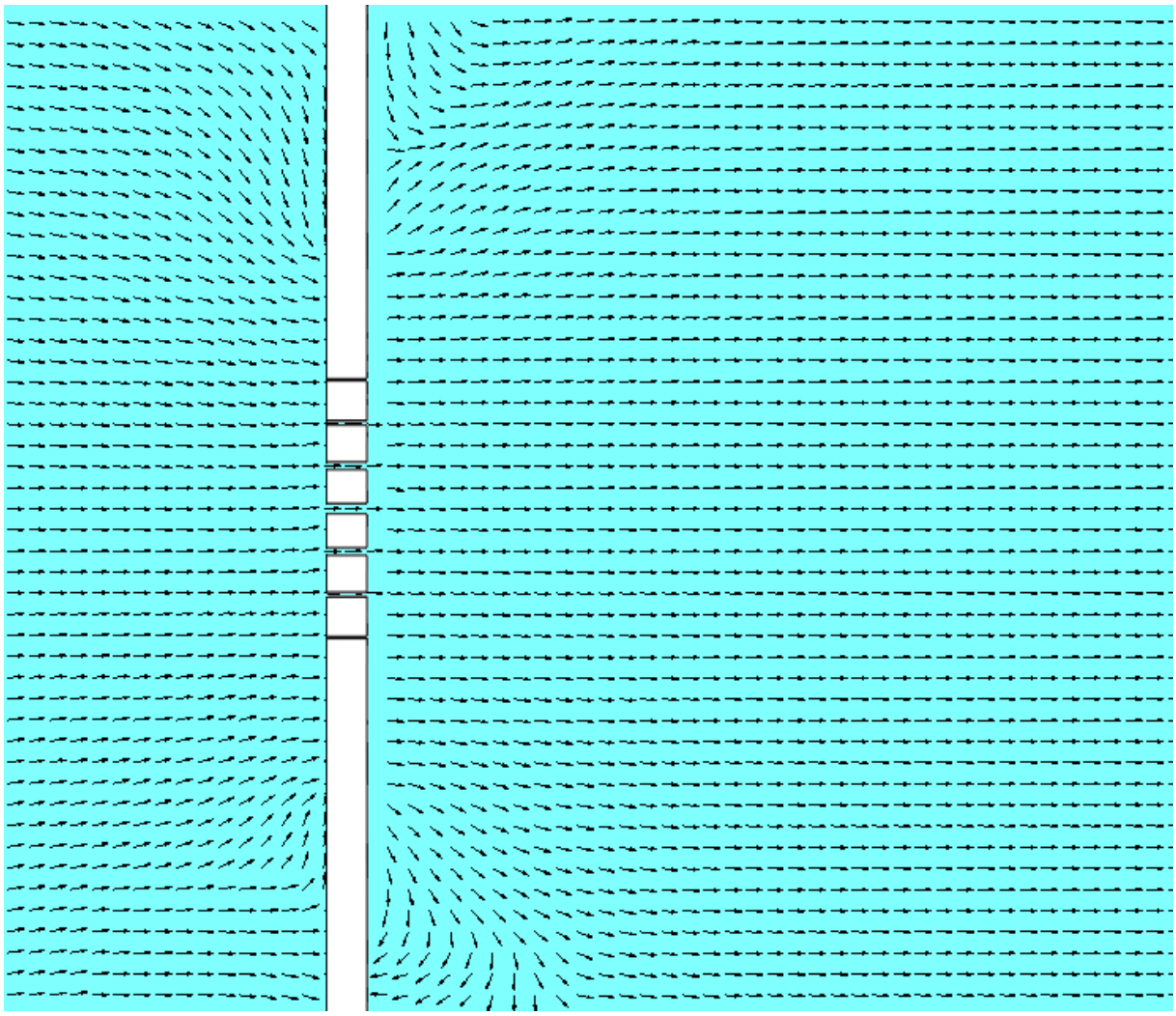


Obr.č.46 – rozložení tlaku v oblasti síťky pro rozsah 0 – 300 Pa při tlaku 800 Pa v komoře vzorku - detail otvorů

Následující dva obrázky ukazují **vektory rychlosti proudění plynu** při použití clonky a síťky a to při tlaku 1000 Pa v komoře vzorku.



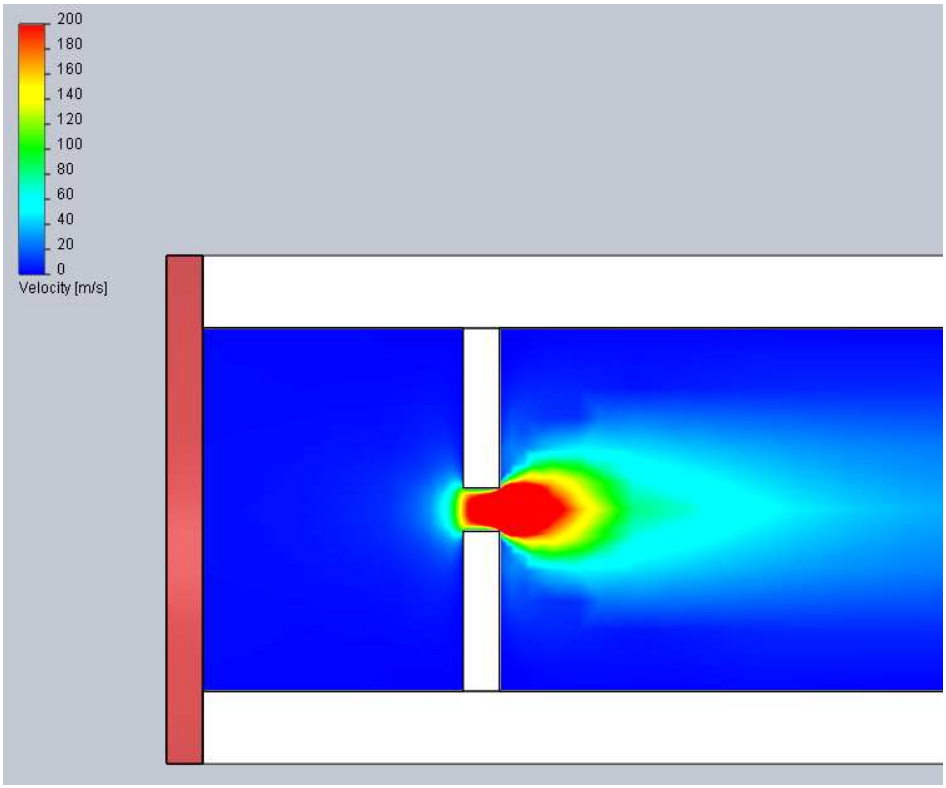
Obr.č.47 – vektory rychlosti proudění při použití clonky při tlaku 1000 Pa v komoře vzorku



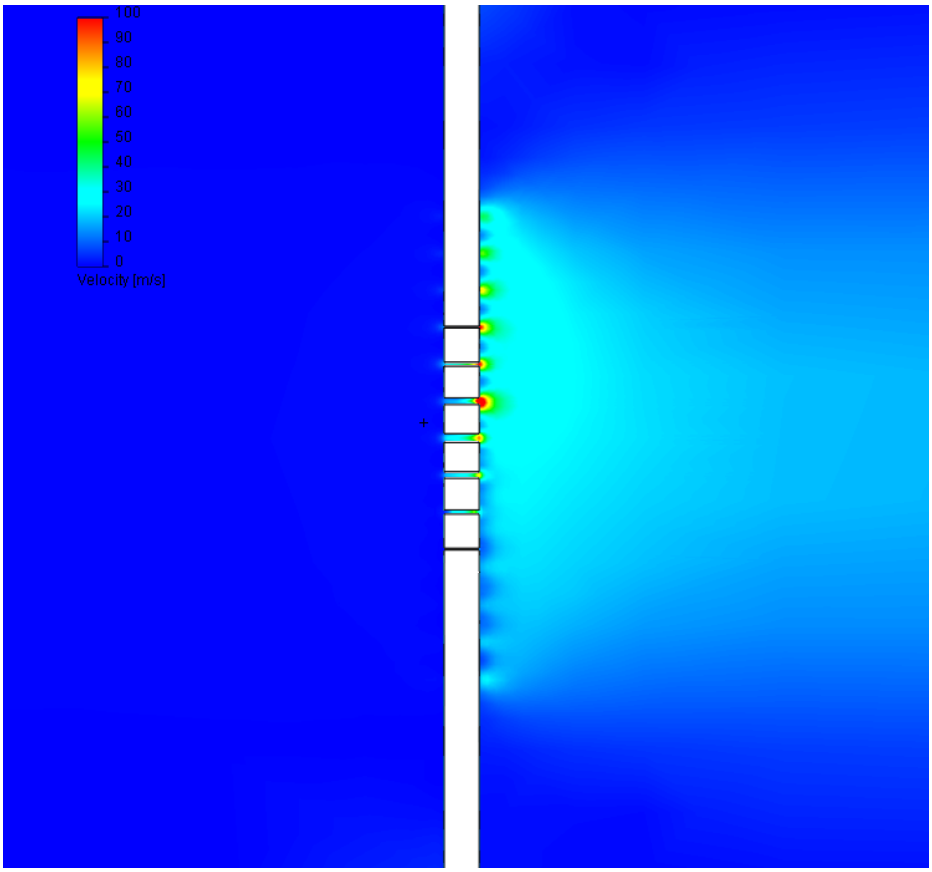
Obr.č.48 – vektory rychlosti proudění při použití síťky při tlaku 1000 Pa v komoře vzorku

Z obrázků č.47 a 48 (a hodnot rychlostí proudění, uvedených v příloze) je patrné, že při použití clonky dochází v jejím otvoru a okolí, k rychlému proudění plynu, a za clonkou se tvoří víry. Tyto víry způsobují zpomalení odčerpávání prostoru za clonkou. Při užití síťky je proudění mnohem rovnoměrnější, proudění se za síťkou rovnoměrně zpomaluje a nedochází tak k víření plynu, což je pro naši potřebu mnohem výhodnější.

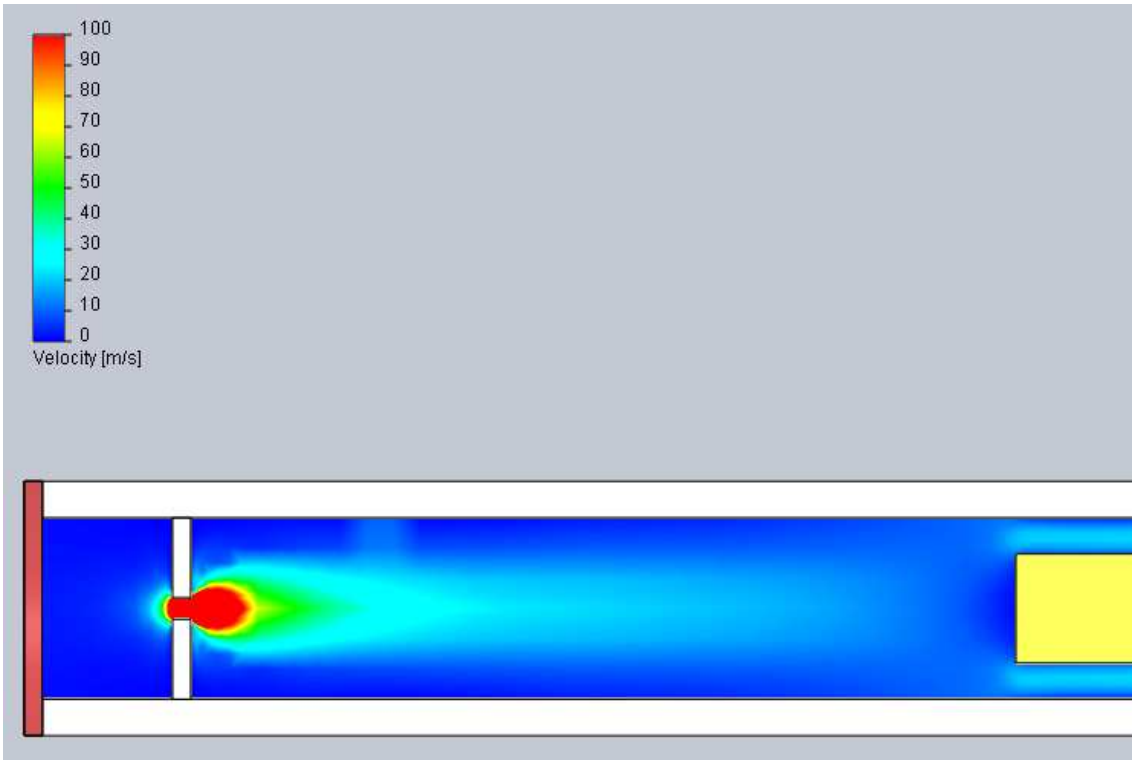
Obrázky č. 49 až 52 zobrazují výsledky simulaci **rychlosti proudění plynu** v řezu zjednodušeného detektoru pomocí barevné škály. Z důvodu přehlednosti jsou zde vloženy obrázky pouze pro tlak v komoře vzorku 800 a 1000 Pa, pro oba případy clonek. Obrázky dalších variant jsou uvedeny v příloze C.



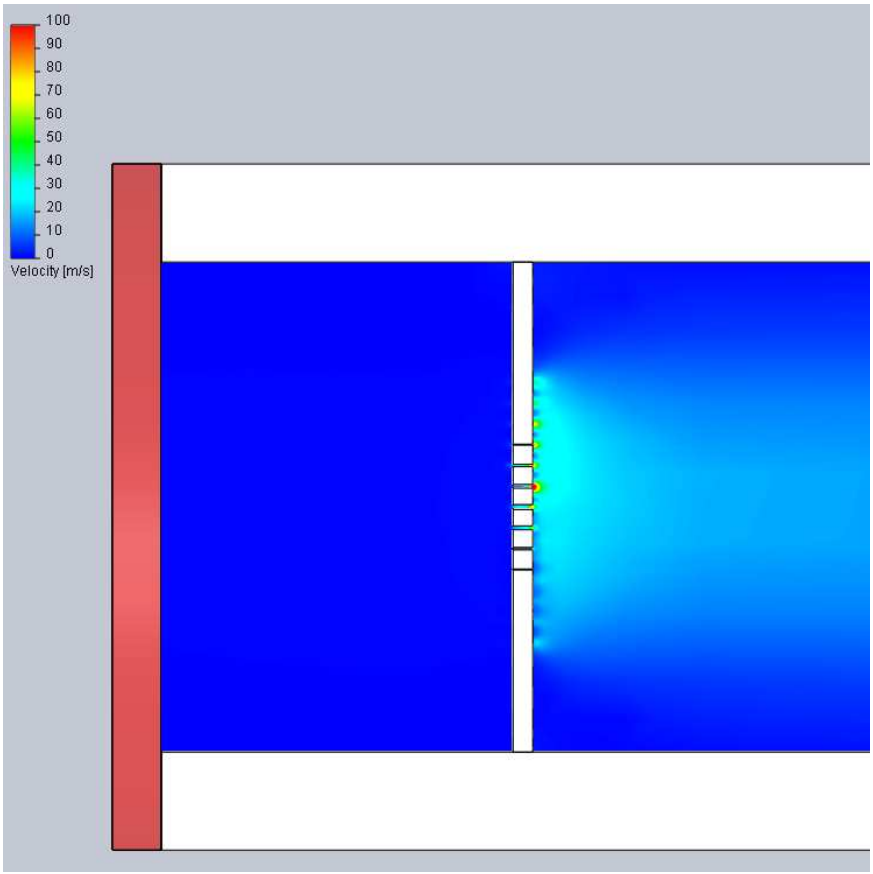
Obr.č.49 – rychlost proudění plynu v oblasti clonky pro rozsah 0 – 200 m/s při tlaku 1000 Pa v komoře vzorku



Obr.č.50 – rychlost proudění plynu v oblasti síťky pro rozsah 0 – 100 m/s při tlaku 1000 Pa v komoře vzorku



Obr.č.51 – rychlost proudění plynu v detektoru při užití clonky, pro rozsah 0 – 100 m/s, a při tlaku 800 Pa v komoře vzorku



Obr.č.52 – rychlost proudění plynu v oblasti síťky pro rozsah 0 – 100 m/s při tlaku 800 Pa v komoře vzorku

Z obrázků č. 49 až 52 je patrné, že při použití síťky nedochází k tak velkému rozsahu zrychlení proudu plynu jako je tomu u clonky.

V této kapitole pouze prezentuji *jednotlivé* grafické výstupy a uvádím co je z nich patrné. To, co z nich vyplývá v *celkovém* pohledu, uvádím v kapitole následující (4.3.2).

4.3.2 Zhodnocení výsledků analýz

V programu Cosmos FloWorks byla provedena analýza zjednodušeného modelu scintilačního detektoru, ve kterém jsou umístěny postupně dva typy clonek. Prvním typem je klasická clonka s jedním otvorem, která se běžně v praxi používá. Druhým typem je clonka s mnoha menšími čtvercovými otvory (síťka), přičemž plošný obsah otvorů síťky se rovná plošnému obsahu otvoru ve clonce prvního typu (rozměry clonek jsou uvedeny na obr.č.22 a 23). Cílem analýzy bylo zejména zjistit, která ze dvou typů clonek dokáže udržet nižší tlak na dráze sekundárních elektronů a v komoře v blízkosti scintiátoru.

Z výsledků analýz byly sestaveny grafy (obr.) č.33 až 40, z nichž vyplývá, **že tlak za síťkou klesá výrazně rychleji a na nižší hodnotu než je tomu u clonky s jedním otvorem**. Ve stejných grafech je vynesena i hodnota Machova čísla na dráze SE. Z těchto charakteristik je patrné, že u klasické clonky s jedním otvorem se vytváří za touto clonkou nadzvukové proudění, doprovázené lokálním snížení tlaku, což je výhodné vzhledem k rozptylu SE. Lokální snížení tlaku je však mírné (jak vyplývá z hodnot uvedených v příloze A) a oproti výraznějšímu poklesu tlaku v komoře scintilátoru při použití síťky až zanedbatelné.

Z obrázků č.47 až 52 a hodnot rychlostí proudění uvedených v příloze A je patrné, že při použití clonky dochází v jejím otvoru a okolí, k rychlému proudění plynu, a za clonkou se tvoří víry. Tyto víry způsobují zpomalení odčerpávání prostoru za clonkou. Při užití síťky je proudění mnohem rovnoměrnější, proudění se za síťkou rovnoměrně zpomaluje a nedochází tak k víření plynu. Kvůli tomu, že otvorem klasické clonky projde větší množství plynu než malými otvory síťky, a také kvůli víření, které zpomaluje odčerpávání, je **v komoře scintilátoru při použití clonky vyšší tlak než při použití síťky**.

Sloupcový graf (obr.č.32), kde jsou zprůměrovány tlaky na dráze SE ukazuje, že při použití síťky je průměrný tlak na sledované dráze asi o 35% nižší, než je tomu při použití klasické clonky.

Z těchto skutečností vyplývá, že vzhledem k požadavku *udržení co nižšího tlaku na dráze sekundárních elektronů a také v komoře scintiátoru*, se mnohem **lépe jeví clonka ve tvaru síťky**.

5 Závěr

Tato diplomová práce se zabývá problematikou environmentálních rastrovacích elektronových mikroskopů, zejména pak studií vlastností clonek ve scintilačním detektoru. Cílem diplomové práce bylo pomocí počítačové analýzy v systému Cosmos FloWorks vyhodnotit rozdíly proudění plynu v dráze sekundárních elektronů při použití clonky s jedním otvorem a clonky ve tvaru sítě, a to při tlacích 400, 600, 800 a 1000 Pa v komoře vzorku.

V teoretické části práce je popsáno rozdělení elektronové mikroskopie, poté je vysvětlen princip elektronové rastrovací mikroskopie (REM) a environmentální rastrovací elektronové mikroskopie (EREM). Další kapitoly se zabývají fyzikálním popisem modelu proudění tekutiny a základním popisem počítačového programu SolidWorks s jeho nadstavbou Cosmos FloWorks, využívaných při řešení projektu.

Praktická část je rozdělena do dvou kapitol. První se v krátkosti zabývá vytvářením trojrozměrného modelu scintilačního detektoru a clonek v programu SolidWorks. Druhá se již věnuje nastavením, provedením a zpracováním výsledků počítačové analýzy v systému Cosmos FloWorks.

Analýze byly podrobeny dva typy clonek umístěných ve zjednodušeném modelu scintilačního detektoru. Prvním typem je klasická clonka s jedním otvorem, která se běžně v praxi používá. Druhým typem je clonka s mnoha menšími čtvercovými otvory (síťka), přičemž plošný obsah otvorů obou clonek si je roven. Cílem analýzy bylo zejména zjistit, která ze dvou typů clonek dokáže udržet nižší tlak na dráze sekundárních elektronů a v komoře scintiátoru.

Z výsledků analýz vyplývá, že tlak za síťkou klesá výrazně rychleji a na nižší hodnotu než je tomu u clonky s jedním otvorem, a to při všech testovaných hodnotách tlaku v komoře vzorku. Z analýz je patrné, že při použití klasické clonky dochází v jejím otvoru a okolí k velmi rychlému proudění plynu, což vede k tomu, že tímto typem clonky projde větší množství molekul plynu než malými otvory síťky, kudy plyn neproudí takovou rychlostí. Navíc se za klasickou clonkou tvoří víry, které způsobují zpomalení odčerpávání prostoru za clonkou. Při užití síťky je proudění plynu mnohem rovnoměrnější, proudění se za síťkou rovnoměrně zpomaluje a nedochází tak k víření plynu.

Průměrné hodnoty tlaku na dráze sekundárních elektronů ukazují, že při užití síťky je tlak na této dráze asi o 35% nižší než je tomu u klasické clonky. Vzhledem k požadavku udržení co nižšího tlaku na dráze sekundárních elektronů a v komoře scintiátoru, se tedy mnohem lépe jeví clonka ve tvaru síťky.

Závěry těchto analýz otevírají nové možnosti úpravy konstrukčního uspořádání scintilačních detektorů. Další analýzy by mohly ukázat nakolik je možné, u scintilačního detektoru popisovaného v kapitole 1.5.2. (tedy se dvěma clonkami), při použití síťky zvětšovat otvor druhé clonky, a tak dosáhnout nižších ztrát sekundárních elektronů. Případně dalším předmětem zkoumání by mohla být konstrukční varianta, kde by byla použita pouze jedna clonka - síťka na dráze SE, tzn.odstraněním jedné ze clonek by byla vyloučena komora diferenčního čerpání.

6 Literatura

[1] FOŘT, T.: *Charakterizace nanostruktur deponovaných PVD a CVD technologiemi*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 90 stran. Vedoucí doktorské práce Ing. Jaroslav Sobota, CSc.

[2] MAXA, J.: *Analýza proudění plynů v zařízeních elektronového mikroskopu*. Brno: Univerzita obrany, habilitační práce, 2009. 182 stran.

[3] ABBE, E.: *Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung*, Arch. Mikrosk. Anat., 9, 1873, p. 413-468

[4] NEBESÁŘOVÁ, J.: *Elektronová mikroskopie*. [cit. 2010-04-08]. Dostupné z WWW: *http://www.paru.cas.cz /lem/book*

[5] MIKMEKOVÁ, Š.: *Kvantitativní mapování dopantu v polovodiči pomocí kontrastu injektovanéhonáboje v rastrovacím mikroskopu s velmi pomalými elektrony*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta strojního inženýrství, 2009. 49 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Zina Pavloušková.

[6] BÍLÝ, T.: *Fyzikální principy transmisní a skenovací elektronové mikroskopie.* České Budějovice: Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích, 2007. 79 s. Bakalářská práce.

[7] REIMER, L.: *Scanning Electron Microscopy*. Berlin: Springer Verlag, 1998. 527 s. ISBN 3-540-63976-4.

[8] JIRÁK, J.; FRANK, L.; REK, A.; ROZSÍVALOVÁ, Z.: *Speciální diagnostika.* Skriptum VUT Brno.

[9] HULÍNSKÝ, V.; JUREK, K.: *Zkoumání látek elektronovým paprskem.* Praha: SNTL, 1982. 401 s. ISBN 04-817-83

[10] JAKUBEC, J.: *Hodnocení struktur spojů pájek s deskami plošných spojů.* Brno, 2008. 54 s. Vedoucí diplomové práce Ing. Pavel Černoch. FEKT VUT v Brně.

[11] ECKERTOVÁ, L.; FRANK, L.: *Metody analýzy povrchu. Elektronová mikroskopie a difrakce*. Praha: Academia, 1996. 379 s.ISBN 80-200-0329-0

[12] KOZELSKÝ, A.: *Scintilační detektor sekundárních elektronů pro REM pracující při vyšším tlaku v komoře vzorku.* Brno: VUT v Brně, FEKT, 2009. 60 s. Vedoucí bakalářské práce Doc. Ing. Josef Jirák, CSc.

[13] NEDĚLA, V. *Detekce signálních elektronů v prostředí vysokého tlaku plynů enviromentálního rastrovacího elektronového mikroskopu.* Brno: VUT v Brně, FEKT, 2008. 158 s. Vedoucí doktorské práce Doc. Ing. Josef Jirák, CSc.

[14] NOVÁK, P. *Scintilační a ionizační detektor sekundárních elektronů pro REM pracující při vyšším tlaku v komoře vzorku.* Brno: VUT v Brně, FEKT, 2009. 64 s. Vedoucí bakalářské práce Doc. Ing. Josef Jirák, CSc.

[15] REICHL J.: *Encyklopedie fyziky.* [cit. 2010-05-01]. Dostupné z WWW: http://fyzika.jreichl.com/index.php?sekce=browse&page=747

[16] AMBROŽ, V. *Analýza rozložení tlaků v detektoru SE pomocí systému Cosmos FloWorks.* Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009. 94 s., 25 s. příloh. Vedoucí diplomové práce Ing. Mgr. Jiří Maxa, Ph.D.

[17] FRANK, L.; KRÁL, J.: *Metody analýzy povrchů*. Praha: ACADEMIA, 2002. 489 s. ISBN 80-200-0594-3.

[18] KOZUBKOVÁ, M.; DRÁBKOVÁ, S.: *Numerické modelování proudění.* Ostrava: VŠB-TU, 2003.

[19] KOZUBKOVÁ, M.,: *Modelování proudění - Fluent I.* Ostrava : VŠB-TU, 2008.

[20] NEDĚLA, V; AUTRATA, R.: Environmentální rastrovací elektronová mikroskopie. *Československý časopis pro fyziku*. 2005, 3, s. 251.

[21] NEDĚLA, V., MAXA, J.: *Hydratační systém pro environmentální rastrovací elektronové mikroskopy,* Fine mechanics and optics, 2006, 329-331.

7 Seznam použitých zkratek

BSE	Backscattered electron – zpětně odražené elektrony
CAD	Computer Aided Design – počítačová podpora návrhu
CAE	Computer Aided Engineering – počítačová podpora inženýrských prací
EPD	Electronics Product Definition – elektronická definice výrobku
EREM	Environmentální Rastrovací Elektronový Mikroskop
ESEM	Environmental Scanning Electron Microscope - environmentální rastrovací elektronový mikroskop
LVSEM	Low-Voltage Scanning Electron Microscopy – nízkonapěťová rastrovací elektronová mikroskopie
PD	Polovodičový Detektor
PE	Primární Elektrony
REM	Rastrovací Elektronový Mikroskop
SD	Scintilační Detektor
SE	Sekundární elektrony
SEM	Scanning Electron Microscope – rastrovací elektronový mikroskop
STEM	Scanning-Transmising Electron Microscope – transmisní rastrovací elektronový mikroskop (kombinace REM a TEM)
TEM	Transmising Electron Microscope
TPV	Technická Příprava Výroby

8 Seznam použitých veličin

c	[m.s^{-1}]	rychlost zvuku
d	[m]	průměr potrubí
e	[J]	vnitřní energie
ij	[-]	indexy u veličin udávají sumaci dle tří směrů souřadnic (Einsteinova sumace).
k	[J]	kinetická energie
l	[m]	délkové měřítko
M	[-]	Machovo číslo
p	[Pa]	statický tlak
QH	[J.m^{-3}]	přívod či odvod tepla vztažený na jednotku objemu
q_i	[m^{2}.K]	tok tepla difusní
R	[-]	všeobecná plynová konstanta
Re	[-]	Reynoldsovo číslo
T	[K]	teplota plynu
T_t	[s]	časové měřítko přenosu turbulentních vírů
T_ν	[s]	časové měřítko molekulární difúze
u	[m.s^{-1}]	rychlostní měřítko
v, u	[m.s^{-1}]	rychlost tekutiny
v_s	[m.s^{-1}]	střední rychlost v potrubí
x_k	[m]	vzdálenost od náběžné hrany ve které laminární mezní vrstva přechází do turbulentní
κ	[-]	Poisonova konstanta
μt	[Pa.s]	turbulentní viskozita
ρ	[kg.m^{-3}]	hustota plynu
ε	[m^{2}s^{-3}]	rychlost disipace (pro jednotku hmotnosti)
η	[m]	Kolmogorovovo měřítko
ν	[m^{2}.s^{-1}]	kinematická viskozita

9 Přílohy

9.1 Příloha A – Tabulky hodnot

Tab.č.6 – Hodnoty tlaku, rychlosti a Machova čísla na dráze SE pro tlak 1000 Pa v komoře vzorku

clona				síťka			
Dráha [mm]	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**	**Dráha [mm]**	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**
0,00	999,0	2,5	0,007	0,00	999,9	0,4	0,001
0,82	998,5	3,2	0,009	0,82	999,9	0,5	0,001
1,63	997,8	4,7	0,014	1,63	999,8	0,6	0,002
2,45	995,7	8,9	0,026	2,45	999,9	0,7	0,002
2,72	993,2	13,4	0,039	2,72	999,9	0,8	0,002
2,99	988,3	21,2	0,063	2,99	999,9	0,8	0,002
3,26	973,0	44,9	0,133	3,26	999,9	0,9	0,003
3,53	882,8	127,0	0,378	3,53	998,8	2,1	0,006
3,80	616,5	260,1	0,803	3,80	154,2	85,2	0,263
4,08	383,5	357,8	1,173	4,08	52,7	26,5	0,082
4,35	197,8	393,0	1,335	4,35	52,5	24,4	0,075
4,62	164,1	303,1	0,982	4,62	52,3	22,9	0,071
4,89	169,1	216,7	0,657	4,89	52,2	21,4	0,066
5,16	172,8	170,0	0,508	5,16	52,2	20,0	0,062
5,43	170,0	138,1	0,411	5,43	52,1	19,1	0,060
5,71	166,2	108,5	0,321	5,71	52,0	18,7	0,058
5,98	162,8	81,3	0,239	5,98	51,9	18,4	0,058
6,25	163,3	76,5	0,225	6,25	51,9	18,2	0,057
6,52	163,8	71,7	0,210	6,52	51,8	18,1	0,056
6,79	164,1	67,1	0,196	6,79	51,8	17,9	0,056
7,06	164,0	62,9	0,184	7,06	51,7	17,8	0,056
7,34	163,8	58,7	0,172	7,34	51,6	17,7	0,056
7,61	163,7	55,0	0,161	7,61	51,6	17,7	0,055
7,88	163,6	51,8	0,151	7,88	51,5	17,6	0,055
8,15	163,5	48,5	0,142	8,15	51,5	17,5	0,055
8,42	163,3	46,0	0,134	8,42	51,4	17,5	0,055
8,69	163,2	43,6	0,127	8,69	51,3	17,5	0,055
8,97	163,1	41,2	0,120	8,97	51,3	17,5	0,055
9,24	162,9	39,5	0,115	9,24	51,2	17,5	0,055
9,51	162,8	37,8	0,110	9,51	51,2	17,5	0,055
9,78	162,7	36,3	0,106	9,78	51,1	17,5	0,055
10,05	162,5	35,1	0,102	10,05	51,0	17,5	0,055
11,96	161,3	29,2	0,085	11,96	50,7	17,8	0,057
14,13	160,4	26,0	0,076	14,13	50,2	18,1	0,058
16,03	159,7	24,1	0,070	16,03	49,8	18,3	0,060
18,21	159,0	22,1	0,065	18,21	49,3	18,3	0,060
20,11	158,7	20,1	0,059	20,11	48,9	18,0	0,060
22,01	158,5	17,9	0,052	22,01	48,6	16,9	0,057
23,91	158,3	13,8	0,040	23,91	48,4	14,2	0,048
25,81	158,0	7,3	0,022	25,81	48,3	7,6	0,027
26,63	158,1	2,2	0,007	26,63	48,3	3,3	0,015
26,90	158,2	0,0	0,000	26,90	48,3	0,0	0,000

Tab.č.7 – Hodnoty tlaku, rychlosti a Machova čísla na dráze SE pro tlak 800 Pa v komoře vzorku

clona				síťka			
Dráha [mm]	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**	**Dráha [mm]**	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**
0,00	799,2	2,4	0,007	0,00	799,9	0,4	0,001
0,82	798,9	3,1	0,009	0,82	799,9	0,4	0,001
1,63	798,3	4,5	0,013	1,63	799,9	0,5	0,002
2,45	796,6	8,7	0,025	2,45	799,9	0,7	0,002
2,72	794,6	13,1	0,038	2,72	799,9	0,7	0,002
2,99	790,7	21,0	0,061	2,99	799,9	0,8	0,002
3,26	778,4	44,6	0,130	3,26	799,9	0,9	0,003
3,53	707,4	127,0	0,371	3,53	799,0	2,0	0,006
3,80	499,8	266,0	0,778	3,80	128,4	75,3	0,239
4,08	307,9	391,6	1,146	4,08	46,4	24,0	0,076
4,35	168,6	422,5	1,236	4,35	46,2	22,3	0,071
4,62	144,0	294,0	0,860	4,62	46,1	21,0	0,067
4,89	147,1	185,6	0,543	4,89	46,0	19,6	0,063
5,16	148,5	142,7	0,417	5,16	45,9	18,4	0,059
5,43	145,9	114,7	0,336	5,43	45,8	17,6	0,056
5,71	142,7	89,1	0,261	5,71	45,8	17,2	0,055
5,98	139,9	65,5	0,192	5,98	45,7	17,0	0,055
6,25	140,1	61,4	0,180	6,25	45,7	16,8	0,054
6,52	140,3	57,3	0,168	6,52	45,6	16,7	0,054
6,79	140,4	53,5	0,156	6,79	45,6	16,6	0,053
7,06	140,3	50,0	0,146	7,06	45,5	16,5	0,053
7,34	140,1	46,5	0,136	7,34	45,4	16,4	0,053
7,61	140,0	43,6	0,127	7,61	45,4	16,4	0,053
7,88	139,8	41,0	0,120	7,88	45,3	16,4	0,053
8,15	139,7	38,5	0,113	8,15	45,3	16,3	0,053
8,42	139,5	36,6	0,107	8,42	45,2	16,3	0,053
8,69	139,4	35,0	0,102	8,69	45,2	16,3	0,053
8,97	139,2	33,3	0,097	8,97	45,1	16,3	0,053
9,24	139,1	32,1	0,094	9,24	45,1	16,4	0,053
9,51	138,9	31,0	0,091	9,51	45,0	16,4	0,053
9,78	138,8	29,9	0,087	9,78	45,0	16,4	0,054
10,05	138,7	29,1	0,085	10,05	44,9	16,4	0,054
11,96	138,0	24,5	0,072	11,96	44,6	16,6	0,055
14,13	137,1	22,4	0,065	14,13	44,2	16,8	0,056
16,03	136,3	21,2	0,062	16,03	43,8	17,1	0,057
18,21	135,7	19,6	0,057	18,21	43,4	17,2	0,058
20,11	135,5	18,2	0,053	20,11	43,0	17,0	0,058
22,01	135,3	16,0	0,047	22,01	42,8	16,0	0,056
23,91	135,2	12,6	0,037	23,91	42,6	13,4	0,047
25,81	135,1	6,9	0,020	25,81	42,5	7,3	0,027
26,63	135,1	2,3	0,007	26,63	42,5	3,1	0,014
26,90	135,2	0,0	0,000	26,90	42,5	0,0	0,000

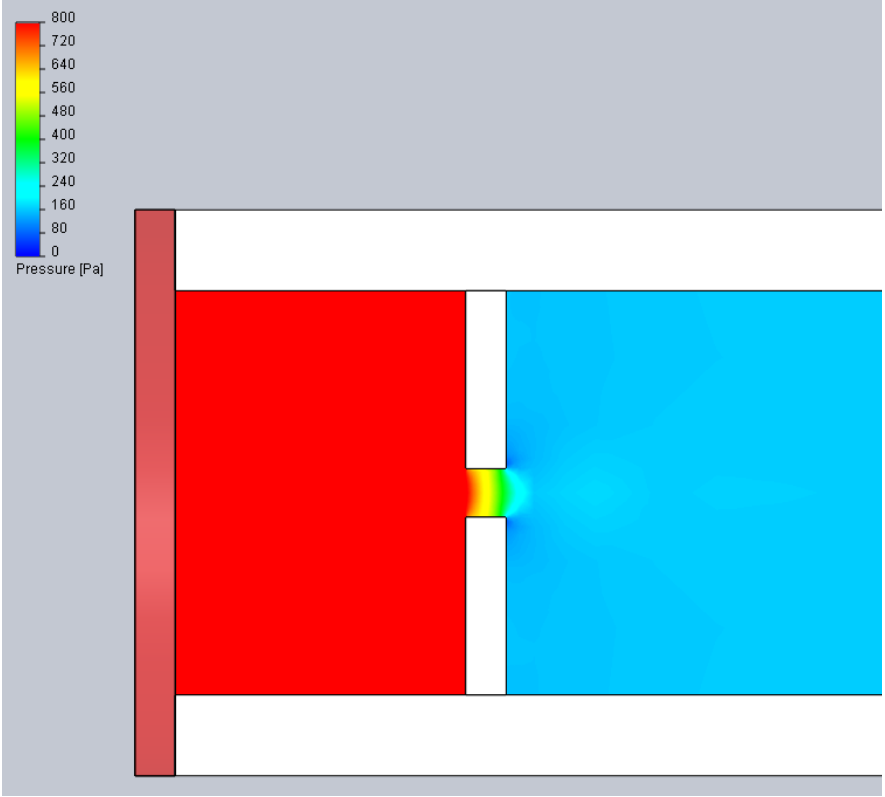
Tab.č.8 – Hodnoty tlaku, rychlosti a Machova čísla na dráze SE pro tlak 600 Pa v komoře vzorku

clona				síťka			
Dráha [mm]	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**	**Dráha [mm]**	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**
0,00	599,5	2,3	0,007	0,00	600,0	0,3	0,001
0,82	599,2	2,9	0,008	0,82	600,0	0,4	0,001
1,63	598,7	4,3	0,013	1,63	600,0	0,5	0,001
2,45	597,5	8,1	0,024	2,45	600,0	0,6	0,002
2,72	596,0	12,4	0,037	2,72	600,0	0,6	0,002
2,99	593,0	20,0	0,059	2,99	600,0	0,7	0,002
3,26	583,7	43,1	0,127	3,26	600,0	0,8	0,002
3,53	531,5	121,3	0,360	3,53	599,3	1,8	0,005
3,80	383,0	240,8	0,734	3,80	103,3	63,1	0,204
4,08	237,3	336,7	1,078	4,08	41,6	22,1	0,071
4,35	140,7	330,1	1,056	4,35	41,4	20,5	0,067
4,62	122,3	222,4	0,684	4,62	41,3	19,1	0,062
4,89	121,3	139,0	0,413	4,89	41,2	17,8	0,058
5,16	121,3	105,8	0,313	5,16	41,1	16,6	0,055
5,43	119,2	84,5	0,249	5,43	41,1	15,9	0,052
5,71	116,7	65,1	0,192	5,71	41,0	15,5	0,051
5,98	114,5	47,3	0,139	5,98	41,0	15,3	0,051
6,25	114,5	44,3	0,130	6,25	40,9	15,2	0,050
6,52	114,6	41,3	0,121	6,52	40,9	15,1	0,050
6,79	114,6	38,5	0,113	6,79	40,9	15,0	0,050
7,06	114,4	36,1	0,106	7,06	40,8	14,9	0,050
7,34	114,2	33,7	0,099	7,34	40,8	14,9	0,050
7,61	114,1	31,8	0,093	7,61	40,7	14,9	0,050
7,88	113,9	30,2	0,088	7,88	40,7	14,9	0,050
8,15	113,8	28,5	0,084	8,15	40,6	14,9	0,050
8,42	113,6	27,4	0,080	8,42	40,6	14,9	0,050
8,69	113,5	26,3	0,077	8,69	40,5	14,9	0,050
8,97	113,4	25,2	0,074	8,97	40,5	14,9	0,050
9,24	113,3	24,5	0,072	9,24	40,5	14,9	0,050
9,51	113,2	23,8	0,070	9,51	40,4	15,0	0,050
9,78	113,1	23,1	0,068	9,78	40,4	15,0	0,051
10,05	113,0	22,6	0,066	10,05	40,3	15,0	0,051
11,96	112,4	19,8	0,058	11,96	40,0	15,2	0,052
14,13	111,8	18,5	0,054	14,13	39,6	15,5	0,054
16,03	111,2	17,6	0,052	16,03	39,3	15,8	0,055
18,21	110,7	17,0	0,050	18,21	39,0	16,0	0,057
20,11	110,5	16,3	0,048	20,11	38,7	15,9	0,057
22,01	110,1	14,2	0,042	22,01	38,4	14,9	0,054
23,91	109,9	10,9	0,032	23,91	38,3	12,5	0,046
25,81	110,0	5,9	0,018	25,81	38,2	6,8	0,026
26,63	110,1	1,7	0,006	26,63	38,2	2,9	0,014
26,90	110,1	0,0	0,000	26,90	38,2	0,0	0,000

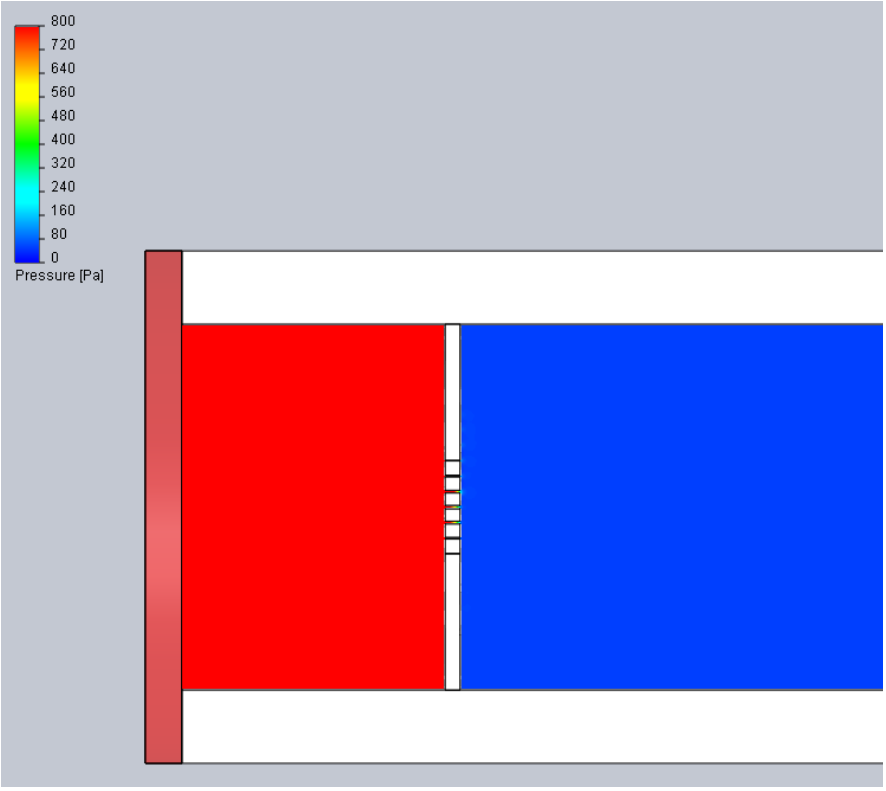
Tab.č.9 – Hodnoty tlaku, rychlosti a Machova čísla na dráze SE pro tlak 400 Pa v komoře vzorku

clona				síťka			
Dráha [mm]	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**	**Dráha [mm]**	**Tlak [Pa]**	**Rychlost [m/s]**	**Machovo číslo [-]**
0,00	399,7	2,0	0,006	0,00	399,8	0,3	0,001
0,82	399,5	2,5	0,007	0,82	399,8	0,3	0,001
1,63	399,2	3,8	0,011	1,63	399,8	0,2	0,001
2,45	398,5	7,4	0,022	2,45	399,8	0,3	0,001
2,72	397,4	11,4	0,033	2,72	399,8	0,3	0,001
2,99	395,4	18,6	0,055	2,99	399,8	0,2	0,001
3,26	389,1	40,8	0,120	3,26	399,8	0,2	0,001
3,53	356,5	112,4	0,330	3,53	399,2	1,4	0,004
3,80	266,0	215,5	0,643	3,80	81,7	50,0	0,165
4,08	171,1	297,1	0,914	4,08	38,6	20,3	0,067
4,35	112,0	250,9	0,761	4,35	38,4	18,7	0,062
4,62	99,2	148,2	0,443	4,62	38,3	17,3	0,058
4,89	95,2	86,8	0,258	4,89	38,2	16,1	0,054
5,16	94,7	64,6	0,192	5,16	38,2	15,0	0,050
5,43	93,4	51,3	0,153	5,43	38,1	14,3	0,048
5,71	92,0	39,5	0,118	5,71	38,1	14,0	0,047
5,98	90,7	28,7	0,085	5,98	38,0	13,9	0,047
6,25	90,7	27,0	0,080	6,25	38,0	13,7	0,047
6,52	90,7	25,3	0,075	6,52	38,0	13,7	0,046
6,79	90,7	23,7	0,071	6,79	37,9	13,6	0,046
7,06	90,6	22,4	0,067	7,06	37,9	13,6	0,046
7,34	90,5	21,2	0,063	7,34	37,8	13,5	0,046
7,61	90,4	20,1	0,060	7,61	37,8	13,5	0,046
7,88	90,3	19,3	0,058	7,88	37,8	13,5	0,046
8,15	90,2	18,4	0,055	8,15	37,7	13,5	0,046
8,42	90,2	17,8	0,053	8,42	37,7	13,5	0,046
8,69	90,1	17,3	0,052	8,69	37,6	13,5	0,047
8,97	90,0	16,7	0,050	8,97	37,6	13,6	0,047
9,24	89,9	16,4	0,049	9,24	37,6	13,6	0,047
9,51	89,9	16,0	0,048	9,51	37,5	13,6	0,047
9,78	89,8	15,7	0,047	9,78	37,5	13,7	0,047
10,05	89,7	15,5	0,047	10,05	37,4	13,7	0,048
11,96	89,3	14,6	0,044	11,96	37,2	14,0	0,049
14,13	88,8	13,7	0,042	14,13	36,8	14,4	0,051
16,03	88,5	13,2	0,041	16,03	36,6	14,8	0,053
18,21	88,2	12,8	0,040	18,21	36,3	15,1	0,055
20,11	87,9	12,3	0,038	20,11	36,0	15,1	0,056
22,01	87,7	10,7	0,034	22,01	35,8	14,1	0,053
23,91	87,6	8,3	0,026	23,91	35,6	11,7	0,044
25,81	87,6	4,5	0,015	25,81	35,6	6,3	0,026
26,63	87,7	1,3	0,005	26,63	35,6	2,7	0,014
26,90	87,7	0,0	0,000	26,90	35,6	0,0	0,000

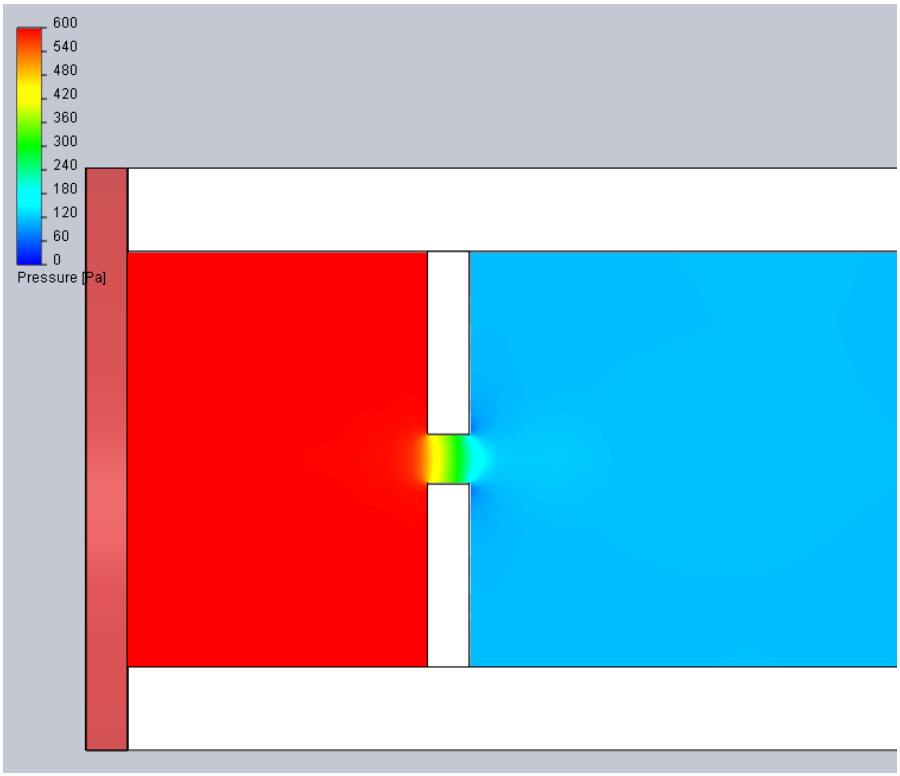
9.2 Příloha B – Rozložení tlaků v barevné škále



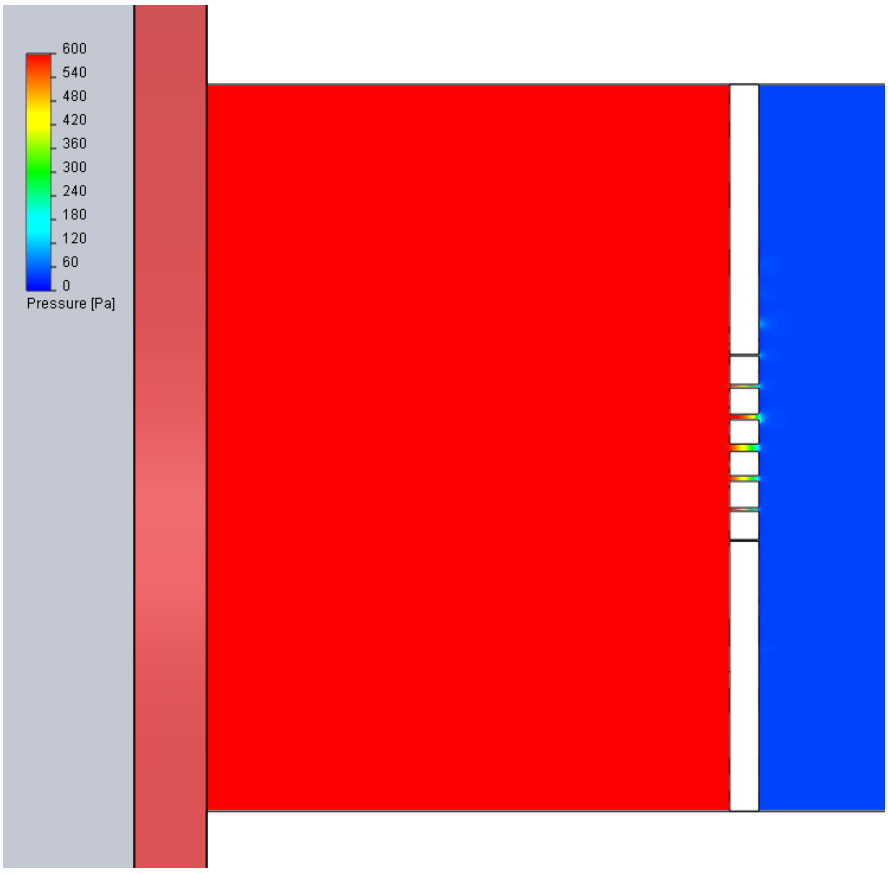
Obr.č.53 – rozložení tlaku v oblasti clonky pro rozsah 0 – 800 Pa při tlaku 1000 Pa v komoře vzorku



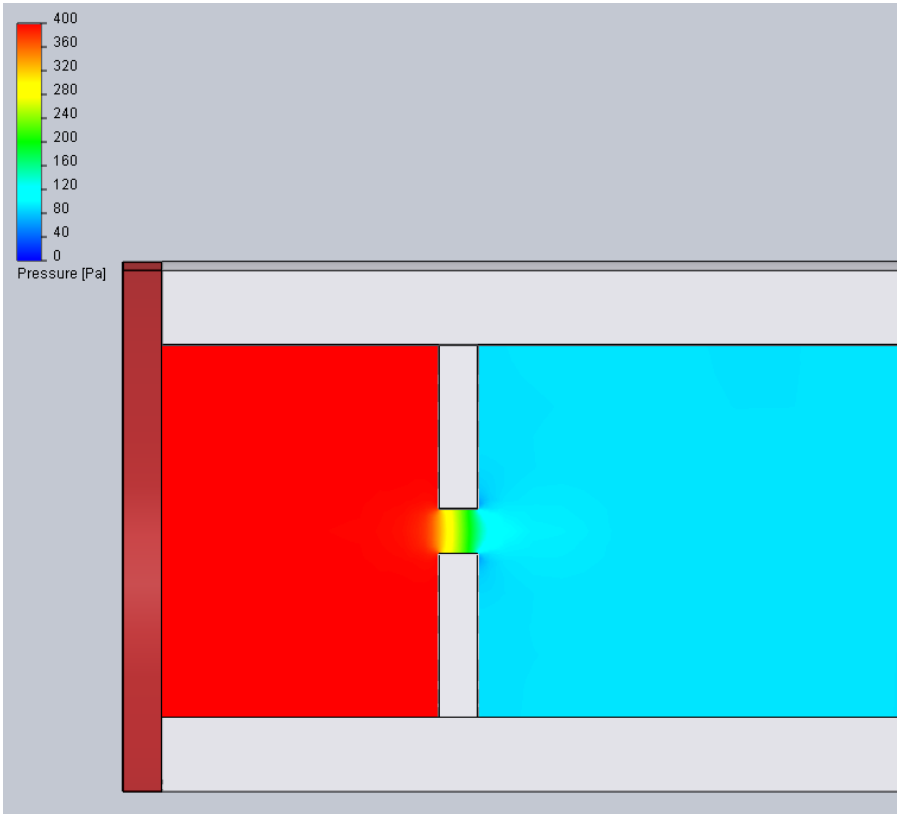
Obr.č.54 – rozložení tlaku v oblasti síťky pro rozsah 0 – 800 Pa při tlaku 1000 Pa v komoře vzorku



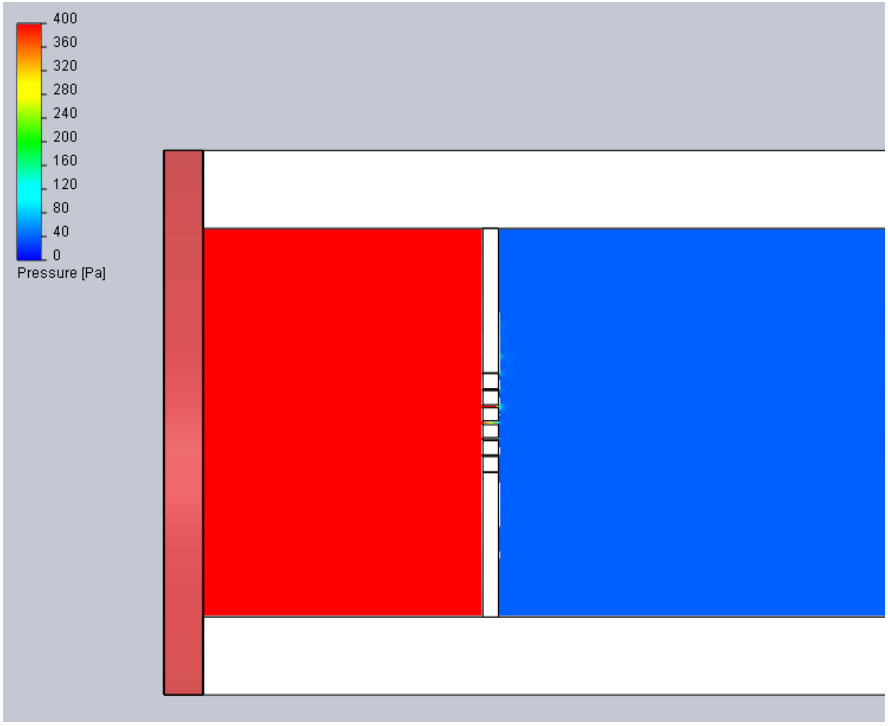
Obr.č.55 – rozložení tlaku v oblasti clonky pro rozsah 0 – 600 Pa při tlaku 600 Pa v komoře vzorku



Obr.č.56 – rozložení tlaku v oblasti síťky pro rozsah 0 – 600 Pa při tlaku 600 Pa v komoře vzorku

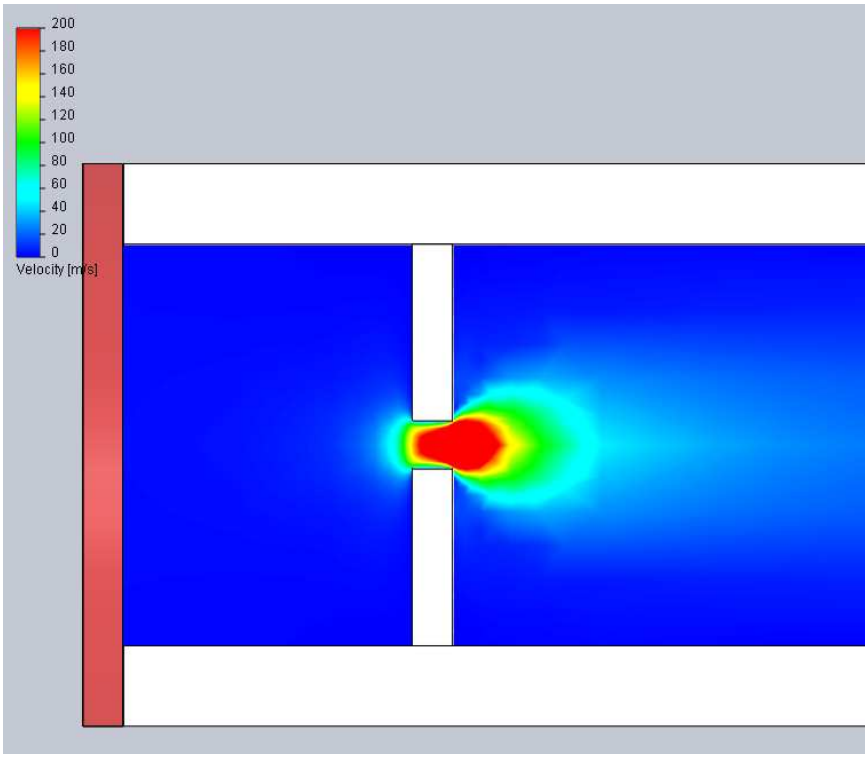


Obr.č.57 – rozložení tlaku v oblasti clonky pro rozsah 0 – 400 Pa při tlaku 400 Pa v komoře vzorku

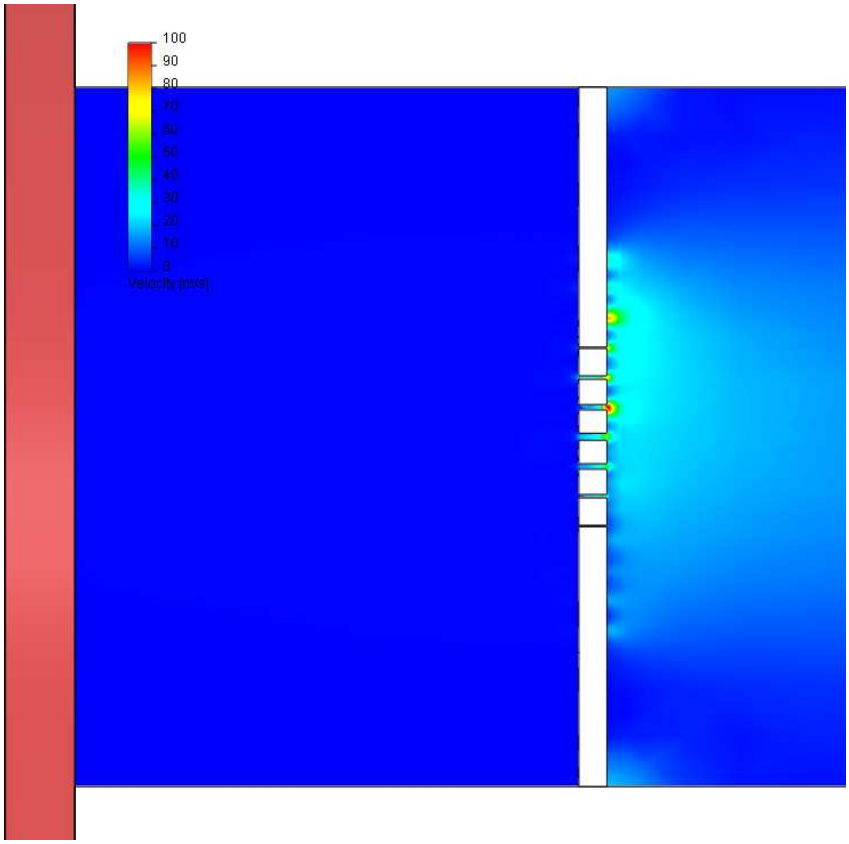


Obr.č.58 – rozložení tlaku v oblasti síťky pro rozsah 0 – 400 Pa při tlaku 400 Pa v komoře vzorku

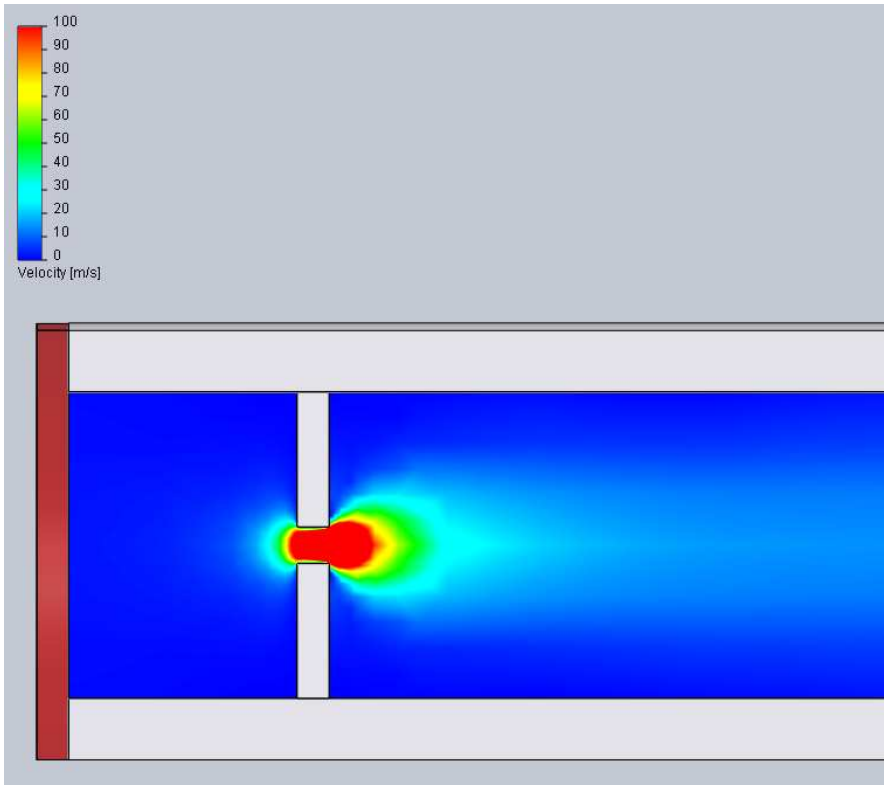
9.3 Příloha C – Rychlost proudění plynu v barevné škále



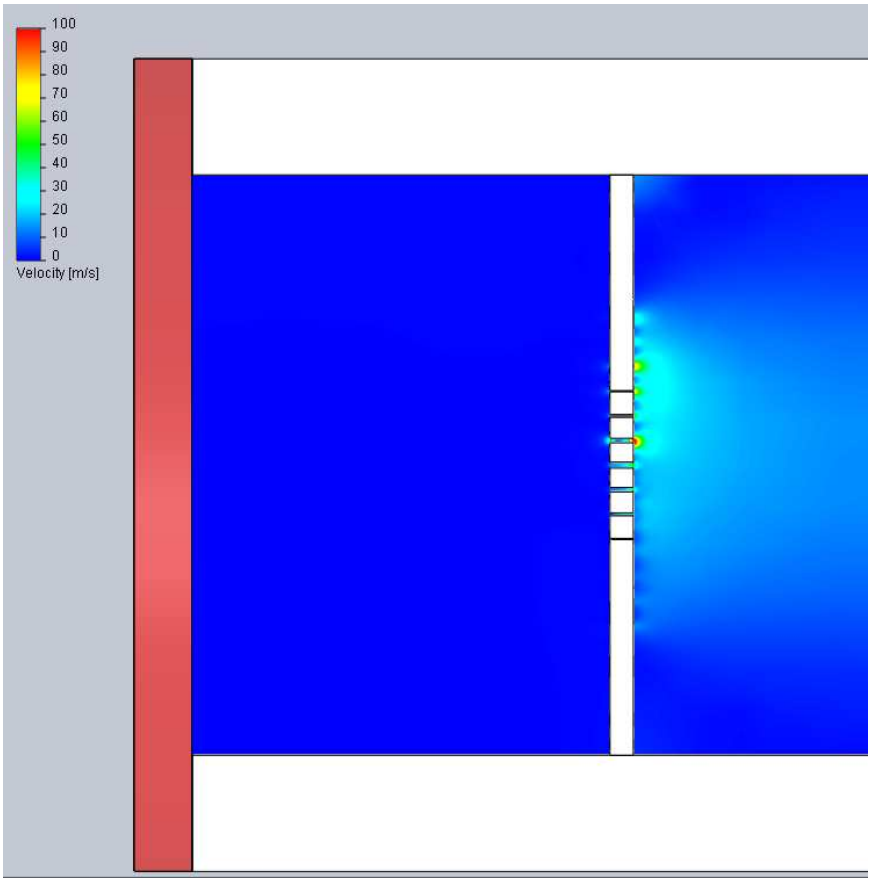
Obr.č.59 – rychlost proudění plynu v oblasti clonky pro rozsah 0 – 200 m/s při tlaku 600 Pa v komoře vzorku



Obr.č.60 – rychlost proudění plynu v oblasti síťky pro rozsah 0 – 100 m/s při tlaku 600 Pa v komoře vzorku



Obr.č.61 – rychlost proudění plynu v oblasti clonky pro rozsah 0 – 100 m/s při tlaku 400 Pa v komoře vzorku



Obr.č.62 – rychlost proudění plynu v oblasti síťky pro rozsah 0 – 100 m/s při tlaku 400 Pa v komoře vzorku