



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ ANALÝZA TEPELNÉ VODIVOSTI PLYNŮ V NÍZKÝCH TLACÍCH PRO EXPERIMENTÁLNÍ KOMORU

MATHEMATICAL-PHYSICAL ANALYSIS OF THERMAL CONDUCTIVITY OF GASES AT LOW PRESSURES
FOR THE EXPERIMENTAL CHAMBER

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Ondřej Lengál

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Jiří Maxa, Ph.D.

BRNO 2023

Bakalářská práce

bakalářský studijní program **Mikroelektronika a technologie**

Ústav elektrotechnologie

Student: Ondřej Lengál

ID: 230281

Ročník: 3

Akademický rok: 2022/23

NÁZEV TÉMATU:

Matematicko-fyzikální analýza tepelné vodivosti plynů v nízkých tlacích pro experimentální komoru

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s problematikou tepelné vodivosti plynů v nízkých tlacích. Seznamte se s fyzikou proudění plynů v nízkých tlacích s možností aplikace na daný problém. Připravte matematicko-fyzikální model experimentální komory s variantami vložení experimentálních vzorků a různé varianty analyzovaných plynů pro systém Ansys Fluent. Seznamte se se systémem Ansys Fluent.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

podle pokynů vedoucího práce

Termín zadání: 6.2.2023

Termín odevzdání: 1.6.2023

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

doc. Ing. Pavel Šteffan, Ph.D.
předseda rady studijního programu

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské 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

Tato práce se zabývá přenosem tepla z ohřátých vzorků do okolního prostředí v experimentální komoře v nízkých tlacích charakteristických pro experimentování se vzorky v environmentálním rastrovacího elektronovém mikroskopu. V práci je vyhodnocen charakter přestupu tepla ze vzorků z různých materiálů do prostředí tvořené vzduchem v atmosférickém tlaku a v hrubém vakuu. Matematicko-fyzikální analýza byla provedena v programu ANSYS Fluent.

Abstract

This thesis deals with the transfer of heat from heated samples to the surrounding environment in an experimental chamber at low pressures characteristic of experiments with samples in an environmental scanning electron microscope. The thesis evaluates the nature of heat transfer of samples of various materials to the environment formed by air at atmospheric pressure and in rough vacuum. Mathematical-physical analysis was performed in the ANSYS Fluent program.

Klíčová slova

EREM, elektronový mikroskop, experimentální komora, matematicko-fyzikální analýza, ANSYS Fluent, Pressure-based solver, tepelná vodivost, tepelná kapacita

Keywords

ESEM, electron microscope, experimental chamber, mathematical-physical analysis, ANSYS Fluent, Pressure-based solver, thermal conductivity, thermal capacity

Bibliografická citace

LENGÁL, Ondřej. *Matematicko-fyzikální analýza tepelné vodivosti plynů v nízkých tlacích pro experimentální komoru* [online]. Brno, 2023 [cit. 2023-05-24]. Dostupné z: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/152425>. Bakalářská práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektrotechnologie. Vedoucí práce Jiří Maxa.

Prohlášení autora o původnosti díla

Jméno a příjmení studenta:	<i>Ondřej Lengál</i>
VUT ID studenta:	<i>230281</i>
Typ práce:	<i>Bakalářská práce</i>
Akademický rok:	<i>2022/23</i>
Téma závěrečné práce:	<i>Matematicko-fyzikální analýza tepelné vodivosti plynů v nízkých tlacích pro experimentální komoru</i>

Prohlašuji, že svou závěrečnou práci jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucí/ho závěrečné práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené závěrečné práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této závěrečné 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 části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne: 1. června 2023

podpis autora

Poděkování

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

V Brně dne: 1. června 2023

podpis autora

Obsah

SEZNAM OBRÁZKŮ	8
SEZNAM TABULEK	10
ÚVOD	11
1. MIKROSKOPIE	12
1.1 ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE	12
1.2 RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP	12
1.3 ENVIROMENTÁLNÍ RASTROVACÍ ELEKTRONOVÝ MIKROSKOP.....	14
1.4 EXPERIMENTÁLNÍ KOMORA	15
2. TRANSPORTNÍ JEVY V PLYNECH	17
2.1 HUSTOTA TOKU	17
2.2 STŘEDNÍ VOLNÁ DRÁHA	17
2.3 DIFÚZE	19
2.4 VISKOZITA PLYNŮ	21
2.5 TEPELNÁ VODIVOST PLYNŮ	22
2.6 NÍZKÉ TLAKY	24
2.7 TEPELNÁ KAPACITA A MĚRNÁ KAPALNÁ KAPACITA	27
3. SLEDOVÁNÍ EXTRÉMNĚ CITLIVÝCH VZORKŮ	29
4. PELTIERŮV ČLÁNEK	31
4.1 PELTIERŮV EFEKT	31
4.2 FUNKCE PELTIEROVA ČLÁNKU	31
5. ANSYS FLUENT	34
6. NASTAVENÍ MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ ANALÝZY	35
6.1 PRESSURE-BASED SOLVER	35
6.1.1 <i>Pressure-based solver s odděleným algoritmem</i>	35
6.1.2 <i>Pressure-based spřažený algoritmus</i>	37
6.2 TURBULENCE A INTERPOLACE	38
7. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST	39
7.1 SROVNÁNÍ CHLADNUTÍ CU A SiO ₂ V PROSTŘEDÍ VZDUCHU.....	40
7.2 PODROBNÉ VÝSLEDKY MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ ANALÝZY VE VZDUCHU A ARGONU VE ŠKÁLE TLAKŮ PRO MĚĎ	41
8. ZÁVĚR	45
LITERATURA	46
SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	48
SEZNAM PŘÍLOH	50

SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Signály vznikající při dopadu primárních elektronů na povrch vzorků (pevné látky) [4]	13
1.2	Principiální schéma elektronového rastrovacího mikroskopu [4]	13
1.3	Principiální schéma enviromentálního elektronového rastrovacího mikroskopu [4]	14
1.4	Experimentální komora	15
1.5	Detail experimentální komory	16
2.1	Představa pohybu molekuly (vyšrafovaná) skrz molekuly v klidu [6]	18
2.2	Trubice s přepážkou [5]	19
2.3	Dvě destičky plynu [7]	21
2.4	Graf závislosti teplotní závislosti na tlaku [6]	26
2.5	Graf závislost vzdušné tepelné vodivosti na tlaku a teplotě [8]	26
4.1	Uspořádání Peltierova článku [12]	31
4.2	Peltierův článek [11]	33
6.1	Oddělený algoritmus [15]	36
6.2	Spřažený algoritmus [15]	37
6.3	Schémata interpolací [16]	38
7.1	Vzorek v experimentální komoře	40
7.2	Naměřené průběhy teploty vzorků z různých materiálů a v různých tlacích při komoře naplněné vzduchem	40
7.3	Naměřené průběhy teploty vzorku z mědi ve škále tlaků při komoře naplněné Argonem	41
7.4	Naměřené průběhy teploty vzorku z mědi ve škále tlaků při komoře naplněné vzduchem	42
7.5	Srovnání naměřených průběhů teploty vzorku z mědi ve škále tlaků při komoře naplněné vzduchem a Argonem	43
7.6	Srovnání teplotních rozdílů mezi vzduchem a Argonem v různých tlacích	44
0.1	Porovnání průběhů chlazení dvou vzorků (Atmosférický tlak)	51
0.2	Teplotní stav vzorku z mědi po 5 minutách chlazení v atmosféře	52
0.3	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 5 minutách chlazení v atmosféře	52
0.4	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 5 minutách chlazení v atmosféře	52
0.5	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 5 minutách chlazení v atmosféře	52
0.6	Teplotní stav vzorku z mědi po 10 minutách chlazení v atmosféře	53
0.7	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 10 minutách chlazení v atmosféře	53
0.8	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 10 minutách chlazení v atmosféře	53
0.9	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 10 minutách chlazení v atmosféře	53
0.10	Teplotní stav vzorku z mědi po 15 minutách chlazení v atmosféře	54
0.11	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 15 minutách chlazení v atmosféře	54
0.12	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 15 minutách chlazení v atmosféře	54
0.13	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 15 minutách chlazení v atmosféře	54
0.14	Teplotní stav vzorku z mědi po 20 minutách chlazení v atmosféře	55
0.15	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 20 minutách chlazení v atmosféře	55
0.16	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 20 minutách chlazení v atmosféře	55
0.17	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 20 minutách chlazení v atmosféře	55
0.18	Porovnání průběhů chlazení dvou vzorků (267 Pa)	56
0.19	Teplotní stav vzorku z mědi po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	57

0.20	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	57
0.21	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	57
0.22	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	57
0.23	Teplotní stav vzorku z mědi po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	58
0.24	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	58
0.25	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	58
0.26	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	58
0.27	Teplotní stav vzorku z mědi po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	59
0.28	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	59
0.29	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	59
0.30	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	59
0.31	Teplotní stav vzorku z mědi po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	60
0.32	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	60
0.33	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	60
0.34	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	60
0.35	Teplotní stav vzorku z mědi po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	61
0.36	Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	61
0.37	Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	61
0.38	Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa	61
0.39	Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (Atmosférický tlak)	62
0.40	Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (7000 Pa)	63
0.41	Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (4000 Pa)	63
0.42	Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (1000 Pa)	64
0.43	Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (500 Pa)	64
0.44	Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (267 Pa)	65

SEZNAM TABULEK

7.1	Použité materiály vzorku.....	39
7.2	Použité plyny v komoře.....	39
7.3	Teplotní stav vzorků mědi po 15 minutách chlazení v různých tlacích.....	44

ÚVOD

Tato práce se zabývá matematicko-fyzikální analýzou přestupu tepla mezi vzorkem a okolním plynem za různých tlakových podmínek simulující prostředí v komoře vzorku Environmentálního elektronového mikroskopu.

Semestrální práce je řazena do kapitol:

První kapitola se zabývá obecně elektronovou mikroskopií s důrazem na environmentální rastrovací elektronový mikroskop, na který se prezentované analýzy zaměřují. Tato varianta mikroskopu umožňuje pozorovat vzorky, které nemohou být umístěny v komoře vzorku ve vysokém vakuu z důvodu rychlého vysychání. U environmentálního elektronového mikroskopu je možné do komory vzorku umístit vlhké vzorky, neboť je uzpůsoben pro udržení nižšího vakua, ve kterém vzorky vysychají velmi pomalu, případně se zahřívají nebo chladí Peltierovým článkem podle aktuálního experimentu. Tato práce se proto zabývá charakterem přenosu tepla mezi vzorkem a okolním plynem v různých tlakových podmínkách jako první podklad pro chystané experimenty na ústavu.

Druhá kapitola se zabývá transportními jevy v plynech. Tato část slouží k vysvětlení základních zákonitostí přenosu tepla mezi látkami. Analýza je hlavně zaměřena na sledování rozdílů přenosu tepla v tlaku atmosférickém a nízkých tlacích.

Kapitola o Peltierově článku slouží k popsání zařízení, které je potřeba ke změně tepelného stavu vzorku používaného u experimentu v mikroskopu. Článek popisuje základní funkci Peltierova článku a jeho sestavení.

Kapitola ANSYS Fluent popisuje program, ve kterém byly matematicko-fyzikální analýzy provedeny. Popisuje jeho základní vlastnosti a využití.

Kapitola Nastavení matematicko-fyzikální analýzy nám představuje a odůvodňuje nastavení programu ANSYS Fluent. Dále vysvětluje zákonitosti nastavení analýzy a popisuje jeho funkce.

Následuje experimentální část práce, ve které je proveden popis prováděných matematicko – fyzikálních analýz a jsou zde umístěny výsledky daných analýz. Práce navíc obsahuje podrobnější zpracování analýz, které jsou užitečné k podrobnějšímu popsání výsledků.

1. MIKROSKOPIE

Obecně pojmem mikroskopie rozumíme odvětví aplikované fyziky, díky které jsme schopni zobrazit struktury menší, než je lidské oko schopno rozlišit. Konkrétně jde o přípravu vzorku, práci s mikroskopovou aparaturou, pozorování přiblížených struktur vzorku a vyhodnocení získaných informací. Při práci s mikroskopem jde přitom o často velmi jemné a nesnadné metody. Zavedením mikromanipulátorů se pohyby, které jsou pro lidskou ruku příliš jemné, staly možné. V dnešní době se mikroskopy používají v různých odvětvích jako je biologie, lékařství, technika, apod. Mikroskopy můžeme dělit podle jejich funkce na optické a elektronové [1].

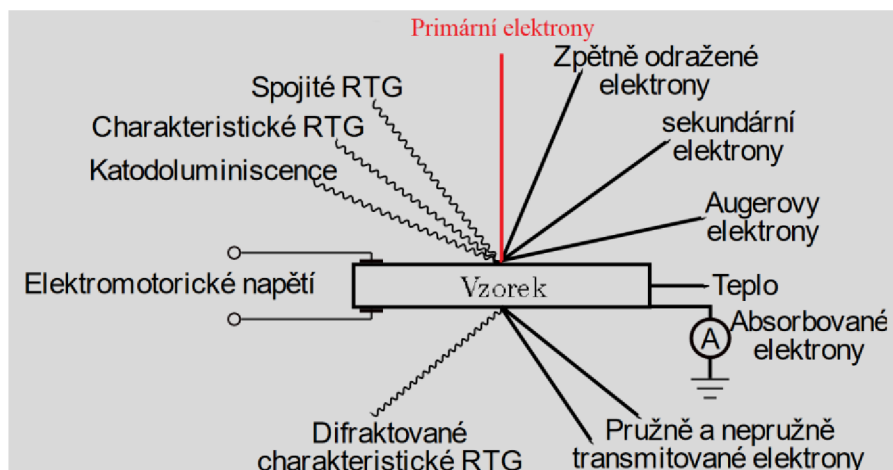
1.1 Elektronová mikroskopie

V tomto odvětví mikroskopie se využívá vlnových vlastností svazku urychlených elektronů (neutronů) a pracuje se převážně ve vakuu (v nízkém tlaku). Svazky elektronů se generují termoemísí (přímo a nepřímo žhavená katoda), autoemísí nebo Shottkyho metodou. Zařízení, které je zdrojem elektronů, se nazývá elektronová tryska. Díky vlnové délce elektronového svazku (10^{-10} m) se dosahuje velmi vysokého rozlišení. K řízení elektronového svazku se využívají magnetoelektrické čočky. Elektronové mikroskopy dělíme podle využití elektronového svazku na transmisní a rastrovací [1-3].

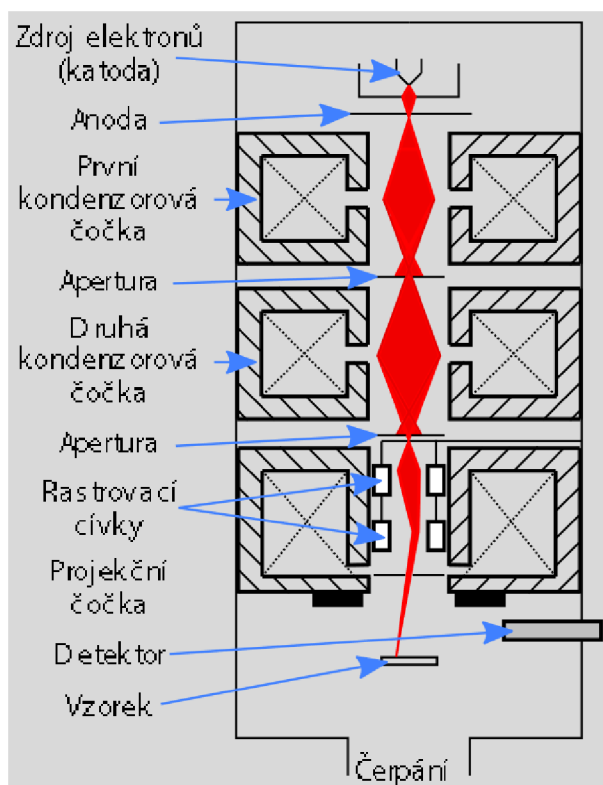
1.2 Rastrovací elektronový mikroskop

V tomto druhu mikroskopu se pohybuje vygenerovaný a urychlený (až 50 kV) svazek elektronů bod po bodu na povrchu pozorovaného vzorku. Při dopadu svazků elektronů (primárních elektronů) na povrch pozorujeme různé interakce svazku elektronů s povrchem vzorku. Je tedy jasné, že rastrovací elektronový mikroskop (REM) se používá primárně pro pozorování pevných látek (nejlépe také vodivých) [2-4].

V elektronové rastrovací mikroskopii se nejčastěji využívají zpětně odražené elektrony (udávají typ materiálů), sekundární elektrony (udávají topografii) a augerovy elektrony (prvková analýza). Ostatní signály vznikající interakcí svazků elektronů se vzorkem se buď využívají v dalších elektronových mikroskopiích (např. RTG) nebo nepodávají příliš velkou informaci o povrchu vzorku, též se může jednat o parazitní jevy [1], [3].



Obrázek 1.1 Signály vznikající při dopadu primárních elektronů na povrch vzorků (pevné látky) [4]



Obrázek 1.2 Principiální schéma elektronového rastrovacího mikroskopu [4]

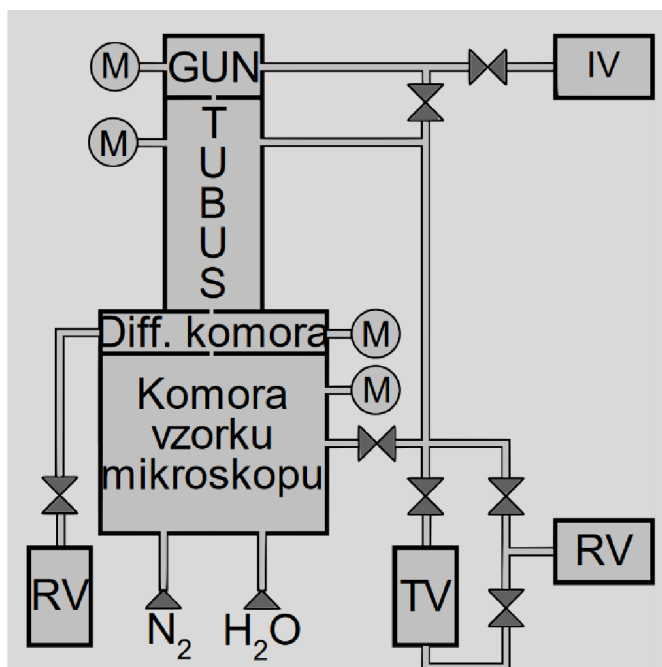
Obrázek 1.2 zobrazuje schéma REM. Vrchní část mikroskopu tvoří zdroj elektronů (katoda) a anoda slouží k jejich urychlení. Následně pak svazek vytvořených a urychlených elektronů ovlivňuje první kondenzátorová čočka, která svazku nastavuje velikost a intenzitu. Druhá kondenzátorová čočka svazek zaostřuje na vzorek. Pod první i druhou kondenzátorovou čočkou je umístěna apertura, která slouží k odstranění optických

vad. Poslední část mikroskopu tvoří objektiv, který obsahuje rastrovací cívkky, projekční čočku a stigmátory. Tyto části nám zaostřují elektronový svazek na jeden bod na vzorku a dále slouží k dalšímu potlačení vad [4].

1.3 Environmentální rastrovací elektronový mikroskop

Environmentální rastrovací elektronový mikroskop (Environmentální Rastrovací Elektronový Mikroskop – EREM) je jeden z velkých inovací a podstatných pokroků v oboru elektronové mikroskopie. EREM umožňuje zkoumání prakticky jakéhokoliv vzorku (mokrý nebo suchý, z izolčního nebo vodivého materiálu a blízky jeho přirozenému stavu) za jakýchkoliv plynných podmínek. Důsledky této techniky přesahují sféru mikroskopie, protože využitý princip má využití též v moderních nanotechnologiích a mikroinženýrství. Fokusevané elektronové a iontové paprsky v řízeném plynném prostředí mají mnohem širší uplatnění a zároveň jsou schopné zobrazování. EREM představuje největší revoluci v dnešní mikroskopii [5].

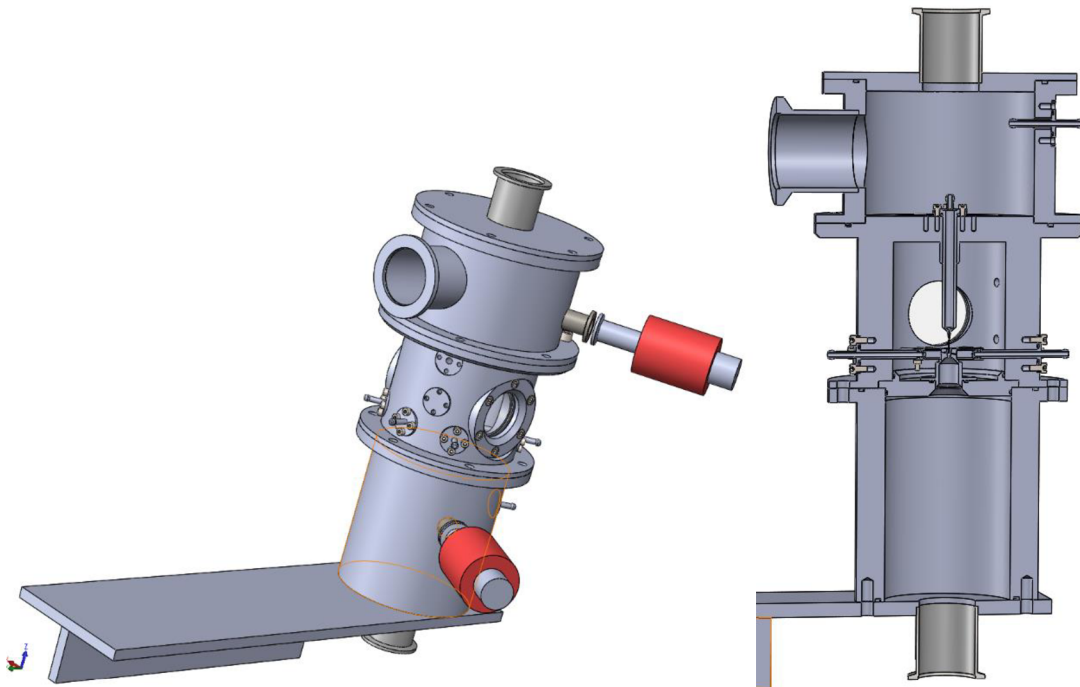
Zařízení využívá diferenciálního čerpání – to znamená, že se tubus a gun udržují ve vakuu (jako u REM), následuje komora diferenciálního čerpání oddělená clonkami a za ní se nachází komora se vzorkem do které se připouští např. dusík, nebo vodní pára. Protože vzorek nebude ve vakuu, nemůže se vysušit, a tak můžeme pozorovat mnohem rozmanitější vzorky, než tomu bylo v REM [5].



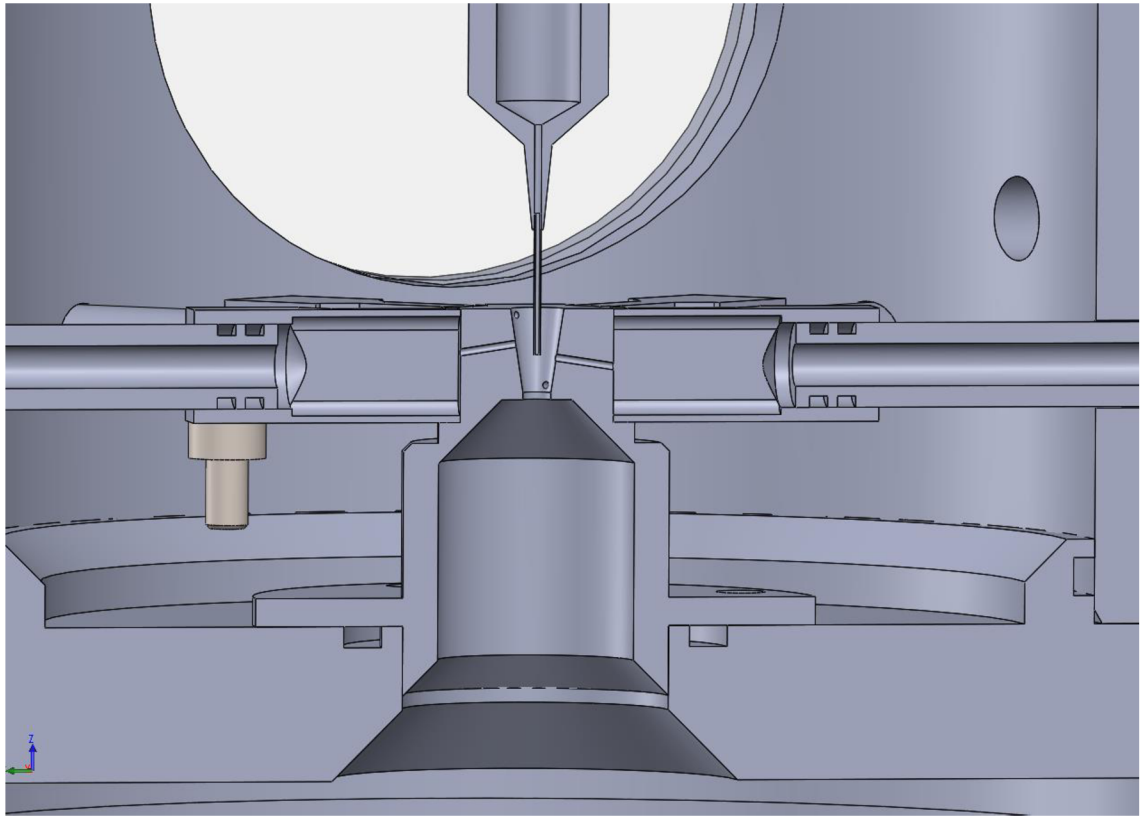
Obrázek 1.3 Principiální schéma enviromentálního elektronového rastrovacího mikroskopu [4]

1.4 Experimentální komora

Ve spolupráci s UETE FEKT Brno byla vyvinuta na základě existujících matematicko-fyzikálních analýz na UPT AVČR experimentální komora pro studium nadzvukového proudění plynu v nízkých tlacích (viz obr. 1.4 a 1.5). Komora je postavena tak, aby bylo možné testovat různé tvary otvorů a umístit různé senzory za trysku komory pro zachycení statického a celkového tlaku v proudění plynu. Experimentální komora se skládá ze dvou komor oddělených clonkou v podobě Lavalovy dýzy (otvor o průměru 2 mm), ve které vzniká kritické proudění a z toho důvodu vzhledem k tlakovým poměrům za dýzou vzniká nadzvukové proudění s oblastí sníženého tlaku. Pro výzkum tepelné vodivosti bude ale clonka odstraněna a obě komory budou propojeny v jednu komoru. Do těžiště komory se umísťuje vzorek a je čerpána na 5xpe [6].



Obrázek 1.4 Experimentální komora



Obrázek 1.5 Detail experimentální komory

2. TRANSPORTNÍ JEVY V PLYNECH

2.1 Hustota toku

V soustavách s nerovnovážným stavem jsou některé veličiny funkcí polohy. Pokud se soustava ponechá v nerovnovážném stavu, bude samovolně přecházet do stavu rovnovážného, kdy bude její entropie nejvyšší [7].

Pokud odchylka od rovnovážného stavu není příliš veliká, lze říci, že hustota toku veličiny A je rovna jejímu gradientu [7]:

$$a = -\alpha \cdot \text{grad } A, \quad (2.1)$$

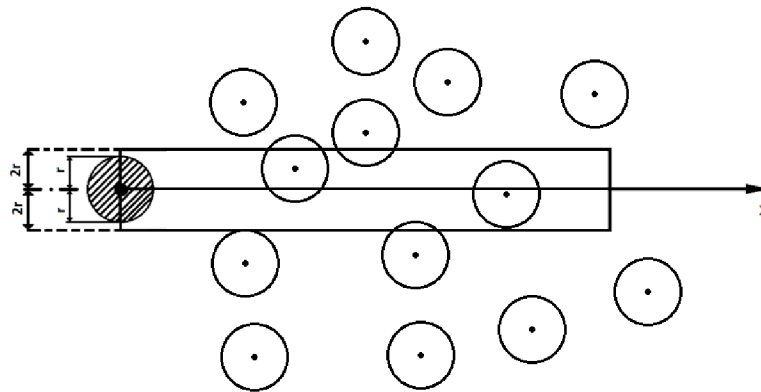
Přenos veličiny A se uskutečňuje proti poklesu hodnot veličiny A , tuto skutečnost bere v potaz záporné znaménko v rovnici. V tomto vztahu vystupuje veličina α , která vyjadřuje koeficient příslušného transportního jevu. Tento koeficient se častokrát vyjadřuje z rovnice shodné s (2.1), ale místo gradientu veličiny, u které počítáme tok, se na pravé straně objevuje gradient úměrné veličiny – např. pokud počítáme tepelnou vodivost, na pravé straně bude vystupovat gradient energie [7].

2.2 Střední volná dráha

Pro vypočítání koeficient transportních jevů lze využít model plynu, který využívá kinetická teorie. Budeme předpokládat, že transportní jev bude probíhat tím rychleji, čím intenzivnější bude tepelný pohyb molekul. Pro vyjádření intenzity pohybu částic můžeme využít např. střední rychlost molekul. Kvůli vzájemným srážkám molekul ale nebude transportní jev probíhat srovnatelnou rychlostí jakou má střední rychlost molekul. Při srážkách se totiž mění směr pohybu molekul, tudíž i jejich trajektorie, která nebude přímočará. *Srážková frekvence*, která popisuje počet srážek za jednotku času, může ovlivnit transportní koeficient [7].

Nejprve stanovíme průměrnou hodnotu srážkové frekvence. Ve sledovaném plynu o objemu V se bude nacházet N molekul, tedy hustota molekul se vyjádří jako $N_V = \frac{N}{V}$, za podmínky, že všechny molekuly jsou kulovitého tvaru o poloměru r , a jsou v klidu, až na jednu molekulu pohybující se po ose x (viz obr. 1.1). Pohybující se molekula naráží za jednotkou času ve směru svého pohybu na molekuly, jejichž středy leží ve vyznačeném válci o poloměru $2r$ a jehož osa se ztotožňuje se směrem osy x a má délku h , číselně rovnou střední rychlosti \bar{v} pohybující se molekuly. Dále předpokládáme, že srážkou pohybující se molekuly s molekulami v klidu se směr dráhy pohybující molekuly nezmění. Protože objem válce je udáván vztahem $V = 4\pi r^2 \bar{v} N_V$, platí pro střední počet srážek \bar{z} za jednotku času určité molekuly s ostatními molekulami vztah [7]:

$$\bar{z} = 4\pi r^2 \bar{v} N_V, \quad (2.2)$$



Obrázek 2.1 Představa pohybu molekuly (vyšrafovaná) skrz molekuly v klidu [6]

Výraz $S = 4\pi r^2$ stanovuje obsah plochy, ve které se musí nacházet středy obou molekul, aby došlo ke srážce. K označení této plochy se obecně využívá název účinný srážkový průřez. My jej označíme symbolem σ_c . Srážkovou frekvenci tedy vyjádříme jako [7]:

$$\bar{z} = \sigma_c \bar{v} N_V, \quad (2.3)$$

Za normálních podmínek se v plynu o objemu 1 cm^3 nachází kolem $3 \cdot 10^{19}$ molekul. Molekuly dusíku mají průměr $2r = 3 \cdot 10^{-10} \text{ m}$ a střední rychlost $\bar{v} = 4,5 \cdot 10^2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Srážková frekvence tedy bude $\bar{z} = 4 \text{ GHz}$ [6].

Pokud známe srážkovou frekvenci, můžeme určit střední volnou dráhu \bar{l} , která představuje průměrnou délku trajektorie, na které nedojde ke srážce molekul. Za jednotku času proletí molekula dráhu číselně rovnou \bar{v} , přitom dojde v průměru k z srážkám, takže platí [7]:

$$\bar{l} = \frac{\bar{v}}{\bar{z}} = \frac{1}{\sigma_c N_V}, \quad (2.4)$$

Pro dusík za normálních podmínek je $\bar{l} = 1 \cdot 10^{-7} \text{ m}$.

Střední volná dráha se nepřímo úměrně mění s tlakem plynu p ($p \sim N_F$).

Pole výrazu (2.4) je střední volná dráha nezávislá na teplotě.

Přesnější úvahy ukazují, že účinný průřez závisí na střední rychlosti a tím i na teplotě T . Tato závislost se často vyjadřuje Sutherlandovým výrazem [7]:

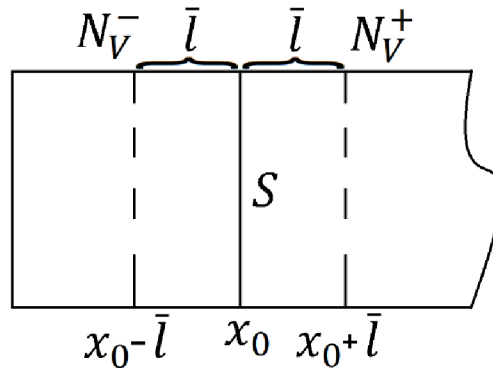
$$\sigma_c^2 = \sigma_\infty^2 \cdot \left(1 + \frac{K}{T}\right), \quad (2.5)$$

Veličiny σ_∞ a K jsou konstanty, které se pro jednotlivé plyny určují z experimentu.

Veličina σ_∞ vyjadřuje účinný průřez při vysokých teplotách [7].

2.3 Difúze

Máme trubici o obsahu průřezu S , který obsahuje přepážku oddělující dva různé plyny. Předpokládáme, že tlak i teplota je v obou plynech stejná. Po odstranění přepážky se v důsledku tepelného pohybu molekuly začnou oba plyny míchat – dojde k tzv. *difúznímu toku* [7].



Obrázek 2.2 Trubice s přepážkou [5]

Sledujeme *difúzní tok trubici* na obr. 2.2 v čase t pod odstranění přepážky. Rozdíly v hustotě molekul jsou pouze ve směru osy trubice. Přepážka leží v bodě x_0 . Průřez trubice v místě, kde byla přepážka, mohou projít za čas dt zleva doprava jen molekuly, jejichž x -ová složka rychlosti je kladná a nejsou v daném okamžiku vzdáleny od tohoto průřezu o více než $\bar{v}_x dt$. Pro střední hodnotu kladných x -ových složek rychlosti \bar{v}_x platí [7]:

$$\bar{v}_x = \int_0^{\infty} \sqrt{\frac{m_0}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{m_0 v_x^2}{2kT}} \cdot v_x dx = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_0}} = \frac{1}{4} \bar{v}, \quad (2.6)$$

Počet molekul, které prošly za čas dt průřezem obsahu S zleva doprava bude roven [7]:

$$n_+(x, t) = N_V \cdot (x - \bar{l}, t) \cdot \bar{v} S \frac{dt}{4}, \quad (2.7)$$

Podobně pro počet molekul procházejících zprava doleva neboli proti ose x , platí [7]:

$$n_-(x, t) = N_V \cdot (x + \bar{l}, t) \cdot \bar{v} S \frac{dt}{4}, \quad (2.8)$$

Tyto dva toky molekul míří proti sobě, a proto se odečítají, takže hustota difúzního toku bude rovna [7]:

$$i = \frac{n_+ - n_-}{S dt} = \frac{1}{4} \bar{v} (N_V(x - \bar{l}, t) - N_V(x + \bar{l}, t)), \quad (2.9)$$

Rozdíl hustot můžeme vyjádřit pomocí gradientu hustoty [7]:

$$N_V(x - \bar{l}, t) - N_V(x + \bar{l}, t) = -2 \frac{dN_V(x, t)}{dx} \bar{l}, \quad (2.10)$$

Z tohoto vyplývá, že platí [7]:

$$i = -D \frac{dN_V(x, t)}{dx}, \quad (2.11)$$

Veličinu D vyjadřujeme jako [7]:

$$D = \frac{1}{2} \bar{l} \bar{v}, \quad (2.12)$$

a nazýváme ji difúzní činitel. Difúze může probíhat v libovolném systému, a proto obecně platí [7]:

$$i = -D \text{grad}(N), \quad (2.13)$$

Difúze probíhá nejen v plynech, ale také v kapalinách a do jisté míry také v látkách pevných [7].

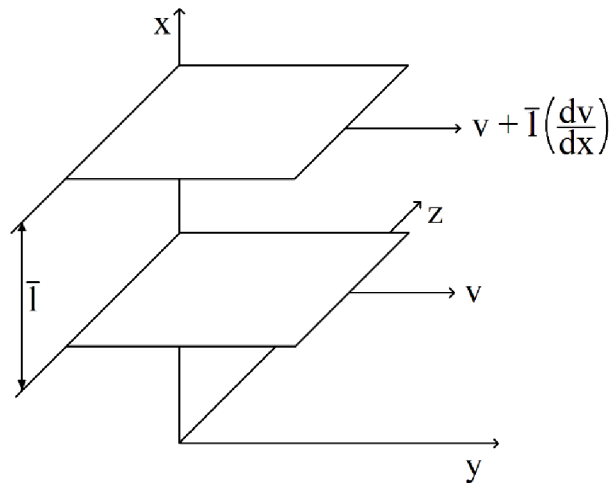
Vyšší odvození difúzního činitele přesně neodpovídá realitě, protože jsme počítali s předpokladem, že v průměru dorazí molekuly, které se pohybují ve směru osy trubice. Dále se předpokládalo, že difúze je jeden hlavní směr rychlosti. Při přesnějších výpočtech se došlo k výsledku $D = 0,599 \bar{l} \bar{v}$. Dále ale platí skutečnost, že difúzní činitel se určuje střední volnou dráhou a střední rychlostí [7].

Pokud zanedbáme teplotní závislost srážkového průřezu, dané vzorcem (2.5), měla by hodnota difúzního součinitele při konstantním objemu růst úměrně odmocnině hodnoty teploty. Pokud bude teplota konstantní, hodnota difúzního součinitele bude nepřímo úměrná tlaku. Při stálé hodnotě tlaku bude hodnota difúzního činitele nepřímo úměrná druhé odmocnině střední rychlosti [7].

Pojem termodifúze popisuje jev, kdy se molekuly lehčího plynu přednostně pohybují ve směru gradientu teploty a molekuly plynu těžšího se pohybují opačným směrem. Vrstvy plynu s vyšší teplotou jsou proto obohaceny lehčími molekulami a vrstvy s nižší teplotou jsou obohaceny těžšími molekulami. Termodifúze je určena teplotní závislostí difúzního koeficientu a dochází k ní v homogenní směsi plynů, pokud dodáme gradient teploty. Jev se hojně využívá k oddělování molekul [7].

2.4 Viskozita plynů

Pokud protéká trubicí plyn, konají molekuly tepelný a uspořádaný pohyb. Velikost rychlosti uspořádaného pohybu není ve všech vrstvách stejný, záleží hlavně na vzdálenosti od stěny trubice. Závislost velikosti rychlosti v kruhové trubicí je kvadratická [7].



Obrázek 2.3 Dvě destičky plynu [7]

Představíme si dvě destičky plynu pohybující se stejným směrem, ale rozdílnou rychlostí. Vzhledem k obr. 2.3 budeme předpokládat, že vrstvy se pohybují po ose y a jejich rychlost narůstá po ose x . Vzdálenost mezi vrstvami označíme jako střední volnou dráhu. Nyní každá molekula, která opustí jednu vrstvu, se bez srážky dostane do druhé vrstvy. Rychlost uspořádaného pohybu molekul v dolní vrstvě bude větší o $dv = \bar{l} \left(\frac{dv}{dx} \right)$ [7].

Molekuly, vážící hmotností m_0 , opouštějící dolní vrstvu se složkou rychlosti $v_x > 0$, dorazí do horní vrstvy v průměru bez srážky. Velikost jejich hybnosti ale bude v průměru o $m \cdot dv$ menší než v horní vrstvě. Naopak molekuly z horní vrstvy, které mají složku rychlosti $v_x < 0$, přejdou do dolní vrstvy v průměru s hybností $m_0 \cdot dv$ větší, než je průměrná hybnost v dolní vrstvě [7].

Hybnost, která je přenesená za jednotku času z jedné vrstvy do druhé, je číselně rovna síle, kterou první vrstva působí na druhou [7].

Pokud zanedbáme změny tlaku či teploty ve vrstvách s různou rychlostí, hustota molekul bude závislá na poloze. Kterákoliv z molekul, jenž přejde z pomalejší vrstvy do rychlejší, způsobí zmenšení velikosti hybnosti vrstvy v průměru o $m \cdot dv = m \bar{l} \left(\frac{dv}{dx} \right)$ [7].

Celkový počet molekul, které za čas dt vyvolají změnu hybnosti, je dán součtem počtu molekul podle vztahů (2.9) a (2.10). Proto platí vztah [7]:

$$i = -\frac{(n_+ + n_-)m_0\bar{l}}{S dt} \cdot \frac{dv}{dx} = -\frac{1}{2}N_V m_0 \bar{v}\bar{l} \cdot \frac{dv}{dx}, \quad (2.14)$$

Hustota toku hybnosti se rovná velikosti třecí síly F působící na plochu o jednotkovém obsahu ($i = \frac{F}{S}$). Nyní zavedeme *dynamickou viskozitu* η vztahem [7]:

$$i = \frac{F}{S} = -\eta \frac{dv}{dx}, \quad (2.15)$$

Tento vztah představuje *Newtonův zákon viskózního toku* [7].

Porovnáním rovnic (2.14) a (2.15) dostaneme výraz [7]:

$$\eta = \frac{1}{2}\rho\bar{v}\bar{l}, \quad (2.16)$$

Zde představuje $\rho = N_V m_0$ hustotu plynu. Pokud dosadíme z rovnice (1.4) za střední volnou dráhu λ z (2.6) za střední rychlost, vyjde nám výraz [7]:

$$\eta = \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \sqrt{\frac{2m_0 kT}{\pi}}, \quad (2.17)$$

Dozvídáme se tedy, že dynamická viskozita nezávisí na tlaku a hustotě plynu. Lze tuto skutečnost zdůvodnit tak, že při nižších hustotách plynů přeskakuje mezi vrstvami méně molekul. Experimenty tuto skutečnost potvrdily pro plyny, které považujeme za ideální [7].

Při velkých hustotách plynu dynamická viskozita se vzrůstající hustotou roste. Při nízkých hodnotách tlaku dynamická hustota naopak s klesajícím tlakem klesá také. Tato závislost se projevuje pouze pokud je střední volná dráha srovnatelná s průměrem systému [7].

Dynamická viskozita se poměrně snadno určuje, a tak lze snadno stanovit z viskozitních měření velikost molekuly [7].

2.5 Tepelná vodivost plynů

Jako tomu bylo u difúze, nebo viskozity, lze z představ kinetické teorie vysvětlit i tepelné vedení v plynech. Lze předpokládat, že hustota tepelného toku q bude úměrná gradientu teploty, protože teplota je u ideálních plynů mírou vnitřní energie plynů, dostáváme tedy výraz [7]:

$$q = \frac{Q}{S dt} = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (2.18)$$

V této rovnici značí Q teplo přenesené průřezem o obsahu S , kolmo k ose trubice, za čas dt . Veličina λ označuje součinitel tepelné vodivosti a má jednotku $W \cdot m^{-1}$ [5]. Hustotu tepelného toku lze stanovit stejně jako hustotu hybnosti (2.14) [7]:

$$q = \frac{(n_+ + n_-)}{s dt} \cdot \bar{l} \cdot \frac{du}{dx} = \bar{l} \cdot \frac{(n_+ + n_-)}{s dt} \cdot \frac{du}{dT} \cdot \frac{dT}{dx}, \quad (2.19)$$

Zde veličina u znamená střední hodnotu energie připadající na jednu molekulu. Pokud znamená U_m molární vnitřní energii, platí [7]:

$$u = \frac{U_m}{N_A}, \quad (2.20)$$

Označení N_A znamená Avogadrovu konstantu.

Střední energii u jedné molekuly můžeme určit také podle měrné tepelné kapacity C a hmotnosti molekuly m_0 [7]:

$$u = m_0 \cdot C \cdot T, \quad (2.21)$$

Z tohoto vyjádření pak vyplývá, že $\frac{du}{dT} = m_0 \cdot C$, a vztah (2.19) lze upravit [7]:

$$q = -\frac{1}{2} N_v m_0 \bar{v} \bar{l} C \frac{dT}{dx}, \quad (2.22)$$

Porovnáním této rovnice s (2.18) dostaneme [7]:

$$\lambda = \frac{1}{2} \rho \bar{v} \bar{l} C = \eta C, \quad (2.23)$$

Z důvodu absence tepelné kapacity ve funkci tlaku plynu, je závislost součinitele tepelné vodivosti na tlaku a teplotě rovna závislosti u dynamické viskozity. Součinitel je tedy úměrný druhé mocnině teploty a nezávislý na tlaku plynu. Nezávislost na tlaku platí ale pouze za předpokladu, že hodnota tlaku není velmi nízká. Při nízkých tlacích začíná být závislá jak tepelná vodivost, tak i viskozita a to tak, že pokud tlak klesá, klesá i součinitel tepelné vodivosti [7].

Pro představu použijeme dvě desky, mezi nimiž je vložen plyn, a kde jedna z desek má teplotu T_1 , druhá deska disponuje teplotou T_2 , platí $T_2 < T_1$. Pokud nyní budeme tlak plynu snižovat, bude se zvyšovat střední volná dráha \bar{l} molekul. Pokud se hodnota \bar{l} dostane výrazně pod hodnotu d – tedy vzdálenosti desek od sebe, budou se molekuly pohybovat v neuspořádaném pohybu, při kterém bude docházet k mnoha srážkám, které budou přenášet kinetickou energii z míst, kde se v plynu nachází vyšší teplota, do chladnějších míst. Toto odpovídá výše uvedeným úvahám. Pokud se ale hodnota střední volné dráhy \bar{l} molekul plynu stane srovnatelnou, nebo vyšší než vzdálenost desek od sebe d , změní se mechanismus přenosu tepla. Zde se pohybují molekuly mezi deskami skoro beze srážek a přenášejí energii z teplejší desky na desku chladnější. Celková přenesená energie závisí na hustotě molekul N_V mezi deskami [7].

Hustota molekul N_V je ale podle rovnice:

$$p = \frac{N}{V} m_0 \bar{v}_x^2, \quad (2.24)$$

při stálé teplotě přímo úměrná tlaku p . Z toho plyne skutečnost, že při snižování tlaku plynu, kdy dojde k přibližné rovnosti mezi střední volnou dráhou molekul \bar{l} a vzdáleností desek od sebe d , sníží se součinitel tepelné vodivosti λ [7].

Z rovnice (2.23) lze odvodit přímou úměrnost mezi součinitelem tepelné vodivosti λ a tlakem p plynu při nízkých tlacích, kdy dochází ke srážkám převážně mezi molekulami plynu s molekulami desek. Pokud vyjádříme hustotu ρ z rovnice (2.24) s rovnicí:

$$\bar{v}_x^2 = \frac{kT}{m_0}, \quad (2.25)$$

dostaneme:

$$\rho = \frac{pm_0}{kT}, \quad (2.26)$$

a s použitím vztahu pro střední rychlost (2.6) dostaneme vztah [7]:

$$\lambda = \frac{8}{3\pi} \frac{C}{v} pd, \quad (2.27)$$

Z tohoto vztahu vyplývá, že součinitel tepelné vodivosti je přímo úměrný tlaku p plynu, pokud se střední volná dráha \bar{l} rovná nebo je vyšší než d , mezi kterými teplo plynem vede. Také ze vztahu (2.27) vyplývá, že součinitel tepelné vodivosti λ je závislý na vlastnostech samotného plynu, ale i na vzdálenosti d mezi deskami [7].

Existují tzv. Dewarové nádoby (nádoby s dvojitými stěnami, mezi kterými je plyn silně zředěn), ve kterých se právě zmenšení součinitele plynů za velmi nízkých tlaků využívá. Kvůli konstrukci těchto nádob je tlak plynu mezi stěnami velmi malý a jeho střední volná dráha molekul je vyšší než vzdálenost mezi stěnami [7].

2.6 Nízké tlaky

V kapitole Střední volná dráha jsme se dozvěděli, že volná dráha molekul je nepřímo úměrná tlaku. Pokud tedy snižujeme tlak plynu, počínaje atmosférickým tlakem, v uzavřeném prostoru (tzv. vakuovém systému), nastane v čase, kdy tlak klesne pod hodnotu, při níž střední volná dráha převyšuje rozměr systému d , k podstatným změnám vlastností plynu. Pokud tlak klesne tak, že bude splněna podmínka zvaná vysokovakuová, začnou se molekuly, ionty a elektrony pohybovat bez vzájemných srážek a ovlivní tak průběh transportních procesů. [7]:

$$\bar{l} \gg d, \quad (2.28)$$

K vnějším srážkám bude docházet jen na stěnách systému. V předešlé části bylo řečeno, že součinitel tepelné vodivosti plynů nezávisí na tlaku při středních hodnotách, s tlakem ale klesá v tlacích se splněnou vysokovakuovou podmínkou (2.22). Tak tomu je i s viskozitou. Přenos impulzu ve vakuovém systému klesá s klesajícím tlakem. Důsledkem prvního procesu je existence tepelně izolační vlastnosti vakuu. Důsledkem druhého procesu je volný, molekulami plynu nebrzděný pohyb těles ve vakuovém systému. Proudění plynu za podmínky (2.22) – molekulární proudění plynu – má odlišné vlastnosti než proudění za atmosférického tlaku, při kterém je určováno vzájemným třením jednotlivých vrstev plynu o tloušťce odpovídající střední dráze [7].

Při molekulárním proudění je veličina nazývaná proud plynu P měřená v jednotkách $\text{Pa} \cdot \text{s}^{-1}$ a je dána vztahem [7]:

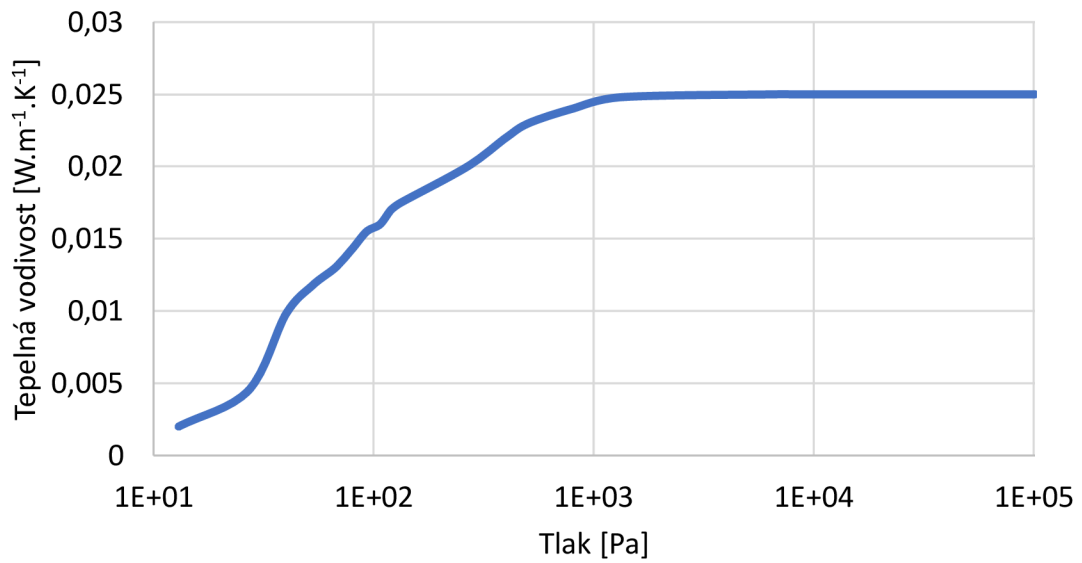
$$P = \frac{8r^3}{3l} (p_1 - p_2) \sqrt{\frac{\pi kT}{2m_0}}, \quad (2.29)$$

zde p_1 a p_2 jsou tlaky na koncích potrubí délky l kruhového průřezu o poloměru r , hmotnost molekuly určuje m_0 , T značí termodynamickou teplotu a k Boltzmanovu konstantu. Rovnice vychází z rozdílu sil, generujících proudění a odpovídající tlakům ($p_1 - p_2$) a vnějšího tření na stěně potrubí. Proud plynu nezávisí na viskozitě plynu, ale na jeho teplotě a hmotnosti molekul. Toto je patrné z rovnice (2.23). Pro molekulární proudění je příznačná závislost na třetí mocnině poloměru potrubí. U viskózního proudění závisí na čtvrté mocnině poloměru. Proud plynu při molekulárním proudění nezávisí na absolutní hodnotě tlaku, ale pouze na jeho spádu. Tyto odlišnosti proudění molekulárního a viskózního mají význam pro průběh procesů ve vakuu a pro konstrukci vakuových přístrojů [7].

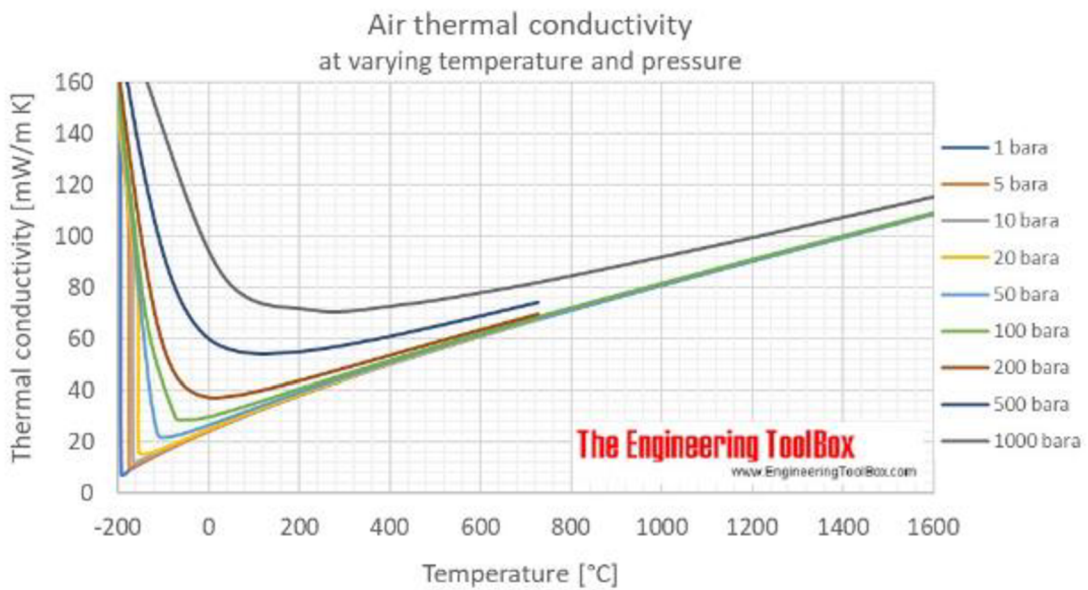
V systémech, ve kterých je dodržena podmínka 2.28 se molekuly a ostatní částice přemisťují bez srážek (mimo srážky se stěnou), takže se pohybují v přímkových trajektoriích. Vliv gravitace na tvar trajektorie je při vysoké střední rychlosti zanedbatelný, to má velký význam pro přístroje používané ve fyzikálních oblastech, ale i pro technické aplikace [7].

Při srážce molekuly se stěnou dochází k důležitým procesům. Mezi molekulou plynu a částicemi povrchu pevné látky dochází k vysokému silovému působení [7].

Průběh tepelné vodivosti vzduchu v závislosti na tlaku je možné vyjádřit takto:



Obrázek 2.4 Graf závislosti teplotní závislosti na tlaku [6]



Obrázek 2.5 Graf závislost vzdušné tepelné vodivosti na tlaku a teplotě [8]

2.7 Tepelná kapacita a měrná kapalná kapacita

Tepelnou kapacitu C definujeme vztahem:

$$C = \frac{\delta Q}{dT}, \quad (2.26)$$

kde δQ značí elementární teplo dodané tělesu a dT je přírůstek termodynamické teploty tělesa. Jednotka veličiny C je $J \cdot K^{-1}$. Tepelná kapacita tělesa závisí na jeho hmotnosti, chemickém složení, vnitřní stavbě a na podmínkách, při kterých těleso teplo přijímá. Tepelné kapacity se obecně liší, pokud probíhá tepelná výměna za konstantního tlaku nebo objemu [7].

Vezmeme-li v potaz soustavu jejíž stav je jednoznačně určen objemem V a termodynamickou teplotou T , což znamená, že platí pro tlak p a vnitřní energii U relace [7]:

$$p = p(V, T), \quad (2.27)$$

$$U = U(V, T), \quad (2.28)$$

Teplo dodané tělesu můžeme vyjádřit pomocí prvního termodynamického zákona ve tvaru [7]:

$$\delta Q = dU + p dV = \left[\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V dT + \left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T dV \right] + p dV, \quad (2.29)$$

Za nejjednodušší děj můžeme považovat děj izochorický ($dV = 0$). Potom tepelná kapacita C_V při konstantním objemu je [7]:

$$C_V = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V, \quad (2.30)$$

Tepelná kapacita C_p při konstantním tlaku je [7]:

$$C_p = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_V + \left[\left(\frac{\partial U}{\partial V} \right)_T + p \right] \left(\frac{\delta Q}{dT} \right)_p, \quad (2.31)$$

Tepelné kapacity při konstantním objemu a tlaku se jednoznačně liší. Důvodem je, že při konstantním objemu těleso nevykonává práci, naproti tomu při konstantním tlaku práci koná, a tak dodané teplo musí ještě krýt i tuto spotřebu energie [7].

Nyní toto aplikujeme na ideální plyn. Z rovnice pro ideální plyn $V = \frac{nRT}{p}$, kde p značí tlak, V značí objem, n je počet molekul plynu, T je absolutní teplota a R je plynová konstanta ($R = 8,31 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), vyplývá že [7],[9]:

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_p = \frac{nR}{p}, \quad (2.32)$$

Vnitřní energie ideálního plynu je funkcí T , proto $\left(\frac{\partial U}{\partial V}\right)_T = 0$, takže [7]:

$$C_p - C_v = nR, \quad (2.33)$$

Z toho plyne, že tepelná kapacita C je úměrná hmotnosti tělesa, a proto se zavádí měrná kapacita látky [7]:

$$C = \frac{1}{m} \frac{\partial Q}{\partial T}, \quad (2.34)$$

Jednotkou měrné tepelné kapacity je $J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$. Měrná tepelná kapacita není pro látku konstantou, je závislá na teplotě [7]:

$$\bar{C} = \frac{1}{m} \frac{q}{T_2 - T_1}, \quad (2.34)$$

kde q je teplo potřebné ke zvýšení teploty tělesa o hmotnosti m z teploty T_1 na teplotu T_2 . Pro nepříliš velké teplotní rozdíly se střední hodnoty od hodnot skutečných příliš neliší [7].

3. SLEDOVÁNÍ EXTRÉMNĚ CITLIVÝCH VZORKŮ

Za účelem sledování extrémně citlivých vzorků (jako jsou například živé buňky) je častokrát nezbytné vytvořit podmínky takové, aby vzorek zachoval svůj přirozený stav. Tento způsob sledování zabezpečuje nepoškození sledovaných vzorků, a tedy i možnost pozorování stejných vzorků vícekrát. Touto problematikou se zabývá i vědecký článek „Simulační optimalizace termodynamických podmínek v EREM pro místní dynamické studium sférických polyelektrolytových komplexních částic v jejich přirozeném stavu“ [10].

Článek se zaměřuje na problematiku zobrazení živých *E. coli* buněk, uzavřených do tzv. PEC kuliček, které buňky udržují imobilizované. Za účelem zjištění co nejvíce parametrů takto delikátních vzorků nebylo možné použít REM ani Cryo-SEM aparáty. Z toho důvodu bylo nutné použít EREM, který zaručuje zobrazení vzorků v jejich přirozeném stavu a vyhovujícím prostředí, a tedy vyšetřené parametry vzorku nebudou nijak zkresleny. Přesto i EREM představuje určité úskalí, které se článek snaží odstranit.

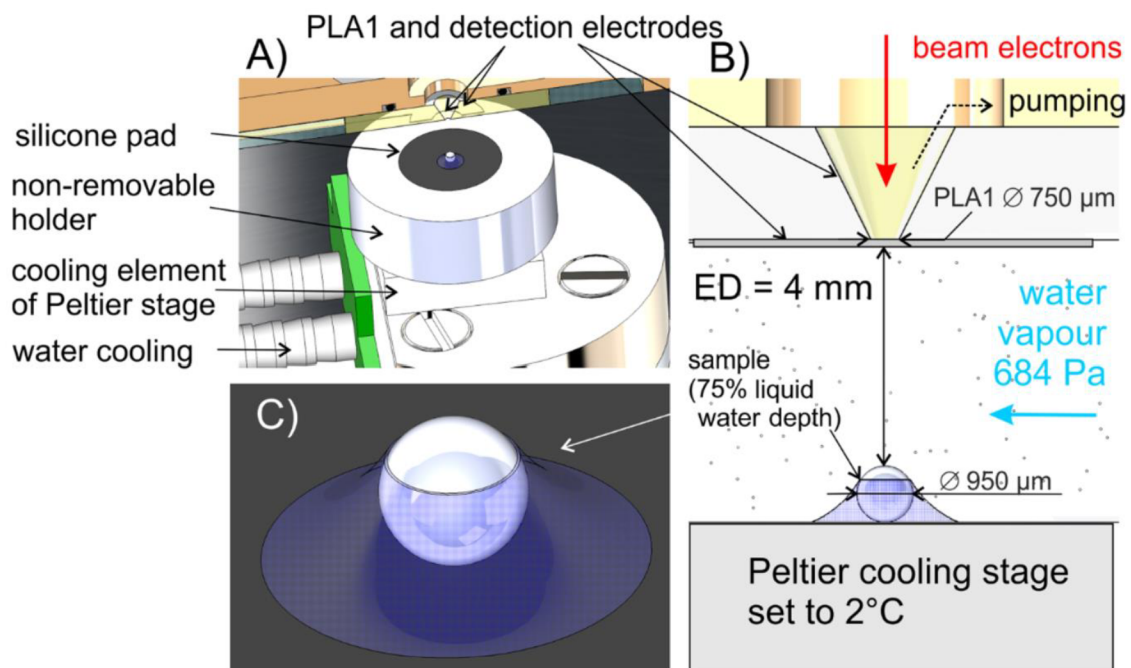
Jedno z těchto úskalí je skutečnost, že není možné přesně stanovit podmínky prostředí, ve kterém se vzorek nachází. Pokud se zaměříme na PEC kuličky, které byly v článku použity, jejich uskladňovací podmínky jsou velmi náročné a při nedodržení těchto podmínek PEC kuličky velmi rychle ztrácejí svou kvalitu. Proto se skladují ve speciálním roztoku s teplotou 4 °C [10].

Při simulacích v programu ANSYS byly zvoleny v komoře vzorku následující podmínky: jako plyn v komoře byla zvolena vodní pára s tlakem 684 Pa s teplotou 27 °C. Vzorek (simulovaná PEC kulička) byl simulován jakožto kulička z části (75% a 25%) obklopená vodou a ze spodní strany chlazená peltierovým článkem na 2 °C.

Z výsledků simulací bez elektronového paprsku jasně vyplývá, že na povrchu vzorku nebyla očekávaná teplota 2 °C, jak bylo nastaveno peltierovým článkem, ale teplota vyšší. Reálná teplota povrchu vzorku se lišila při obklopení vzorku vodou ze 75% a 25%, kdy při obklopení ze 75% byla teplota povrchu vzorku 3,7 °C a při obklopení z 25% teplota vzorku vzrostla na 3,8 °C. Za tento rozdíl teploty může nejen nedokonalé ochlazování peltierovým článkem, ale především plyn v komoře vzorku (vodní pára) a jeho tlak, který byl na tak nízké hodnotě, že začal ovlivňovat tepelnou vodivost vodní páry. Z tohoto důvodu byl povrch vzorku oteplován okolním prostředím tak, že jeho teplota rostla o 1,7 a 1,8 °C než byla požadovaná teplota [10].

Z výsledků simulací s elektronovým paprskem teplota povrchu stoupla ještě více. Při použití 30 pA elektronového paprsku teplota vzrostla o dalších 0,2 °C na teplotu 3,9 °C při obklopení vody z 75%. Při obklopení vody z 25% teplota povrchu vzorku vrostla až na 4,1 °C [10].

Z těchto zjištění jasně vyplývá, že podmínky prostředí v komoře vzorku jsou velmi těžké správně nastavit a při zanedbání některých skutečností lze delikátní vzorek také pozorováním poškodit [10].



Obrázek 3.1 Vizualizace experimentálního nastavení PEC kuličky v ESEM [10]

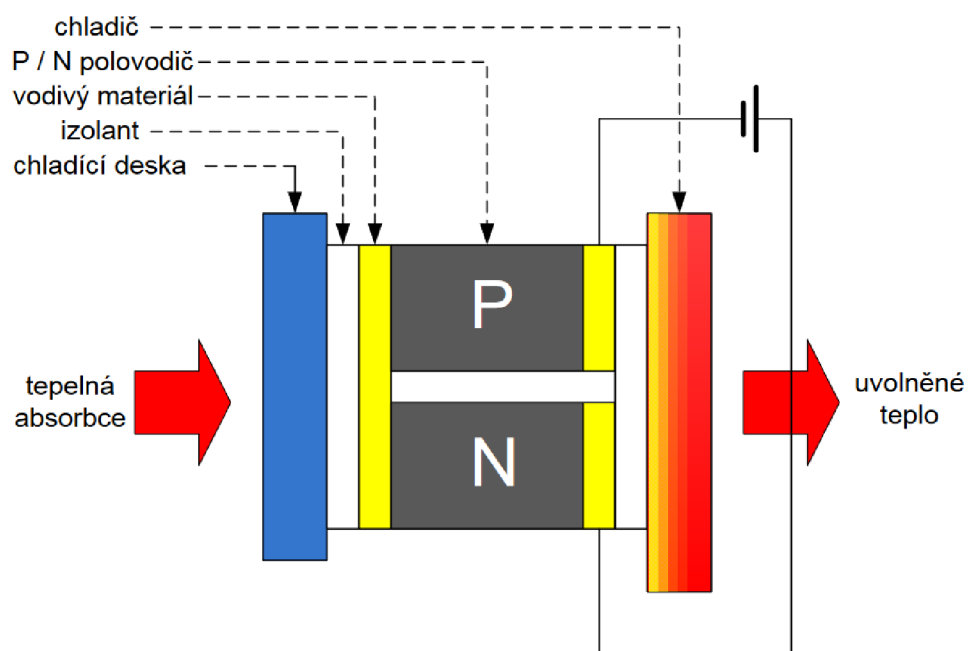
4. PELTIERŮV ČLÁNEK

4.1 Peltierův efekt

Protéká-li obvodem vykazující termoelektrický jev (obvod s rozhraním kov-polovodič, kde oba materiály mají rozdílnou výstupní práci – odlišnou polohu Fermiho hladiny) stejnosměrný proud, vzniká mezi oběma spoji (kov-polovodič) teplotní rozdíl. Spoj se ochlazuje za podmínek, kdy proud protéká obvodem ve stejném směru, jako bychom daný spoj ohřáli. Naopak, spoj se ohřívá za podmínek, kdy proud protéká obvodem ve stejném směru, jako bychom daný spoj ochladili. Peltierův efekt závisí na druhu kovů, ze kterého je obvod vytvořen [11], [12].

4.2 Funkce Peltierova článku

Článek se skládá ze dvou polovodičových sloupků (vodivosti typu P a N) vodivě spojených můstkem. Kontaktní plošky na druhé straně jsou určeny pro přívod elektrické energie. Délky sloupků se volí s ohledem na minimalizaci dvou typů ztrát – tepelnou vodivostí (výhodnější je dlouhý sloupek) a odporových ztrát (výhodnější je kratší sloupek). Spojovací můstek a kontaktní plošky buď absorbují nebo vyzařují teplo [12].



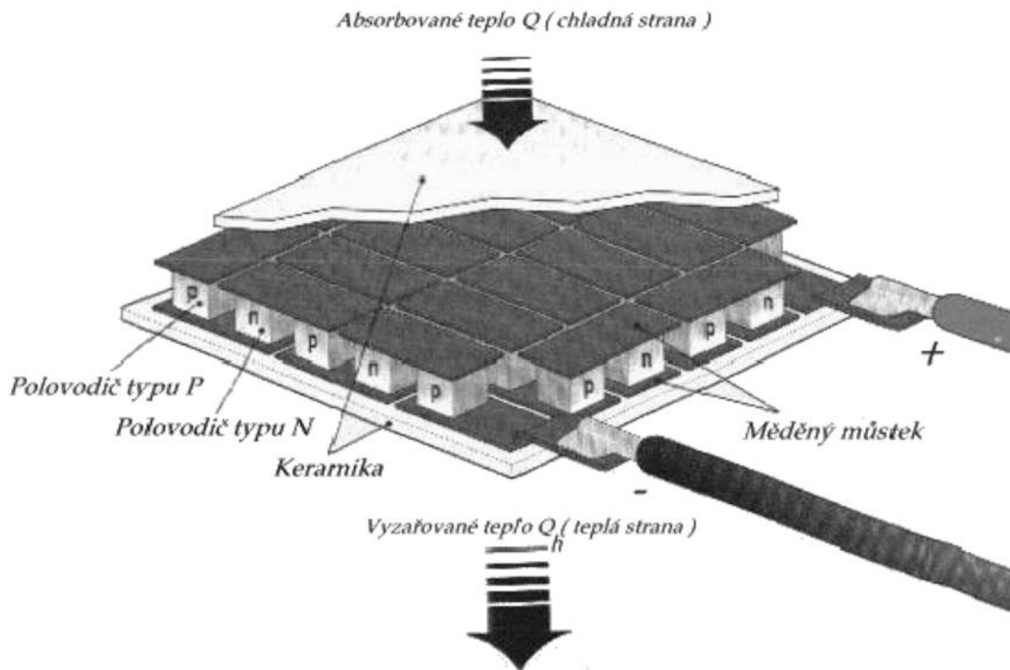
Obrázek 4.1 Uspořádání Peltierova článku [12]

Mechanismus funkce článku [12]:

1. Při přechodu elektronu z kovu do polovodiče typu P se nadbytečná energie elektronu uvolní nezářivou rekombinací (fonon). Tato energie ohřívá kovový kontakt v tepelné části článku.
2. Pro přenos proudu kovovým kontaktem ve střední části jsou zapotřebí elektrony. Při jejich odebrání z polovodiče typu P je porušena tepelná rovnováha a dochází ke zvýšení tepelné generace. Potřebná energie je odebrána ve formě tepla z kovového kontaktu ve střední (chladné) části.
3. Na přechod z kovu do vodivostního pásu polovodiče N musí elektron získat vyšší energii, než je střední energie elektronu v kovu. Tato energie se opět získá z kovového kontaktu v chladné části článku.
4. Při opouštění materiálu typu N má elektron naopak vyšší energii, než odpovídá střední energii elektronu v kovu. Tato energie se uvolní ve formě tepla (fononu) předaného do kontaktu na teplé straně.
5. Pokud se směr proudu obrátí, studený a teplý kontakt si vymění svou funkci.

Základními materiály pro polovodičové části jsou Bi-Te-Se (N-typ) a Bi-Sb-Te (P-typ). Tyto materiály vykazují vhodné termoelektrické vlastnosti, nízký měrný elektrický odpor a malou tepelnou vodivost. Můstky se zhotovují z mědi. Nevýhodou mědi ale je možnost difúze do polovodičových částí, a to vede k zhoršení jejich vlastností ve formě přechodového odporu, který značně ovlivňuje maximální výkon chlazení a maximální teplotní rozdíl spodních částí polovodičů.

Peltierovy články se obvykle zapojují do série – větších celků – Peltierových modulů. Chladicí výkon však není příliš velký. K dosažení vyššího chladicího výkonu se jednotlivé články skládají do kaskád, kde jsou od sebe izolovány vhodným izolantem s dobrou tepelnou vodivostí – nejčastěji se využívá keramika. Zapojení do kaskády umožňuje tepelný rozdíl až 100 °C [11], [12].



Obrázek 4.2 Peltierův článek [11]

Nejrozšířenější využití těchto článků je chlazení. Předností je soustředění chlazení na velmi malou plochu, snadná regulovatelnost změnou proudu. Další využití nachází v topení. Výhodný je plochý tvar článků, který zaručuje rovnoměrný ohřev. Poslední využití spočívá ve výrobě proudu [11].

5. ANSYS FLUENT

ANSYS Fluent je univerzální software pro analýzy dynamiky tekutin, který se používá k modelování proudění tekutin, přenosu tepla a hmoty, chemických reakcí a dalších jevů. Používá numerickou analýzu a datové struktury k analýze a řešení problémů. Nabízí moderní, uživatelsky přívětivé a přehledné rozhraní, které zjednodušuje průběh procesu CFD (Computational Fluid Dynamics = Výpočetní dynamika tekutin) od preprocessing po postprocessing v rámci pracovního postupu v jediném okně [13], [14].

Obsahuje široký rozsah pokročilých možností fyzikálního modelování včetně specializovaných modelů, které zahrnují modelování turbulence, jednofázové a vícefázové proudění, spalování, modelování baterií, interakci kapalina-struktura, modelování aero-akustiky, spalování v motorových komorách, lopatkových strojů a mnoho dalšího [13], [14].

Nalézá využití nejen pro průmyslové využití, které může zahrnovat proudění vzduchu přes křídlo letadla po spalování v peci, od bublinkových sloupů po ropné plošiny, od proudění krve po výrobu polovodičů a od návrhu čistých prostor po čističky odpadních vod [13],[14].

Velké modely, známé také pro své efektivní škálování HPC, lze snadno vyřešit pomocí Fluent na více procesorech na CPU nebo GPU. K dispozici je více možností řešičů, včetně řešičů CPU založených na tlaku a hustotě pro pokrytí nízkorychlostních až hypersonických toků a nativního řešiče GPU založeného na tlaku [13].

6. NASTAVENÍ MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ ANALÝZY

V případě následující analýzy přestup tepla mezi vzorkem a okolním vzduchem se bude jednat o malé rychlostní gradienty, proto byl použit pressure-based solver se spřaženým algoritmem jako nastavení programu ANSYS Fluent [15].

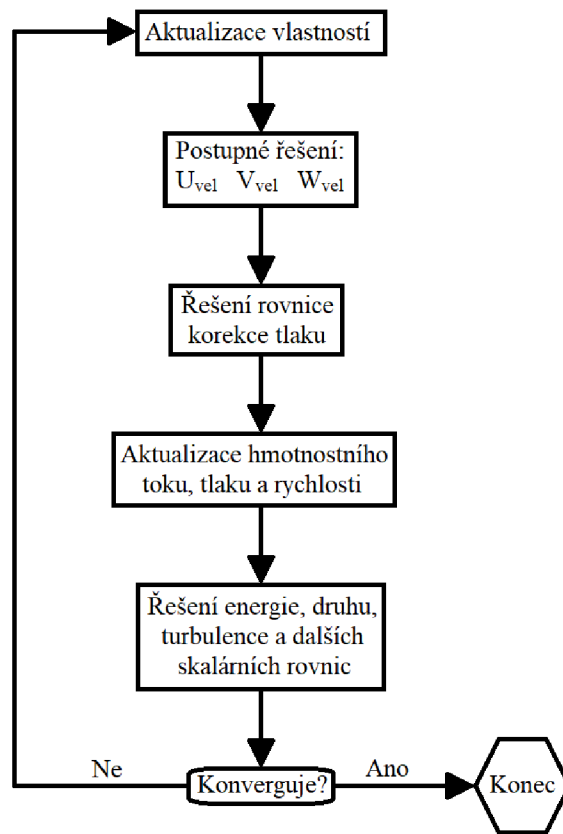
6.1 Pressure-based solver

Tlaková rovnice je odvozena z rovnic kontinuity a hybnosti takovým způsobem, že rychlostní pole upraveno tlakem, je v souladu s kontinuitou. Protože řídicí rovnice jsou nelineární a spojené mezi sebou, výsledný proces obsahuje iterace, kde celkový soubor řídicích rovnic je řešen opakovaně do doby, než výsledek konverguje [15].

V programu ANSYS Fluent jsou k dispozici dva pressure-based solvery, a to s odděleným algoritmem a se spřaženým algoritmem [15].

6.1.1 Pressure-based solver s odděleným algoritmem

V odděleném algoritmu se jednotlivé řídicí rovnice, pro řešení proměnných, řeší postupně. Při řešení jedné řídicí rovnice, jsou ostatní rovnice od rovnice řešené odseparované. Tento algoritmus je paměťově úsporný, protože se do paměti ukládá jen právě řešená rovnice. Na druhou stranu řešení konverguje pomalu, protože se rovnice řeší jedna po druhé [15].



Obrázek 6.1 Oddělený algoritmus [15]

Oddělený algoritmus obsahuje kroky, které jsou zobrazeny na obrázku 6.1 a níže jsou popsány:

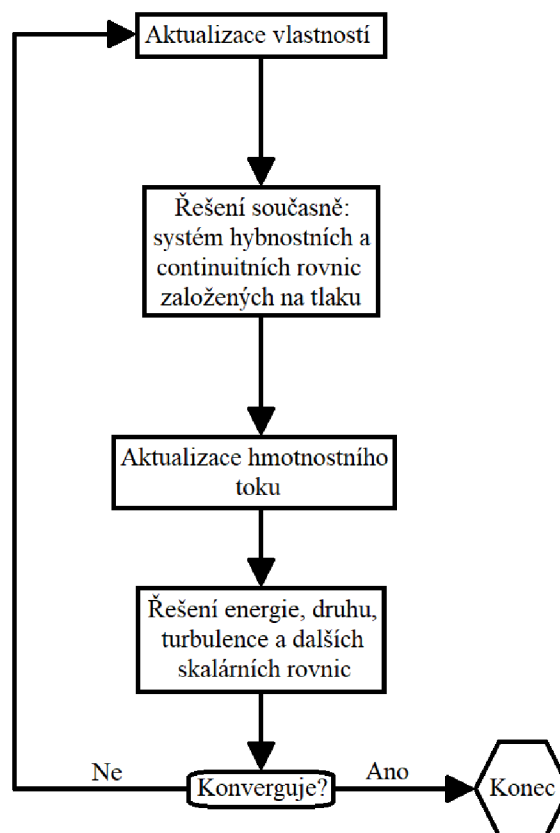
1. Aktualizace vlastností kapaliny (hustota, viskozita, teplo atd.) včetně turbulentní viskozity na základě aktuálního řešení.
2. Postupné vyřešení rovnic hybnosti, za použití aktualizovaných hodnot tlaku a plošných toků hmoty.
3. Řešení rovnice korekce tlaku za použití nedávno získaných hodnot rychlostního pole a hmotnostního toku.
4. Korekce plošných toků hmoty, tlaku a rychlostního pole, za použití korekce tlaku z minulého kroku.
5. Řešení rovnic dalších skalárů, pokud nějaké jsou, jako je turbulentní množství, energie, druhů a intenzity radiace za použití aktuálních hodnot proměnných řešení.
6. Aktualizace zdrojových podmínek vznikajících z interakcí mezi rozdílnými fázemi.
7. Kontrola konvergence rovnic.

Tyto kroky se opakují, dokud není dosažené kritérium konvergence [15].

6.1.2 Pressure-based spřažený algoritmus

Na rozdíl od předchozího algoritmu, spřažený algoritmus řeší propojený systém rovnic sestávajících z rovnice hybnosti a kontinuity, založené na tlaku. To znamená, že ve spřaženém algoritmu budou kroky 2 a 3 nahrazeny jedním krokem, ve kterém bude řešen spojený systém rovnic. Ostatní rovnice se řeší jako v předchozím algoritmu [15].

Protože rovnice hybnosti a kontinuity se řeší společně, konvergence řešení bude nastávat rychleji oproti předchozímu algoritmu. Naproti tomu bude využita o půl, až dvakrát větší paměť, než tomu bylo u předchozího algoritmu, protože řešení systém všech hybností a kontinuit založených na tlaku, musí být uložen zároveň, aby se mohlo vyřešit rychlostní a tlakové pole [15].



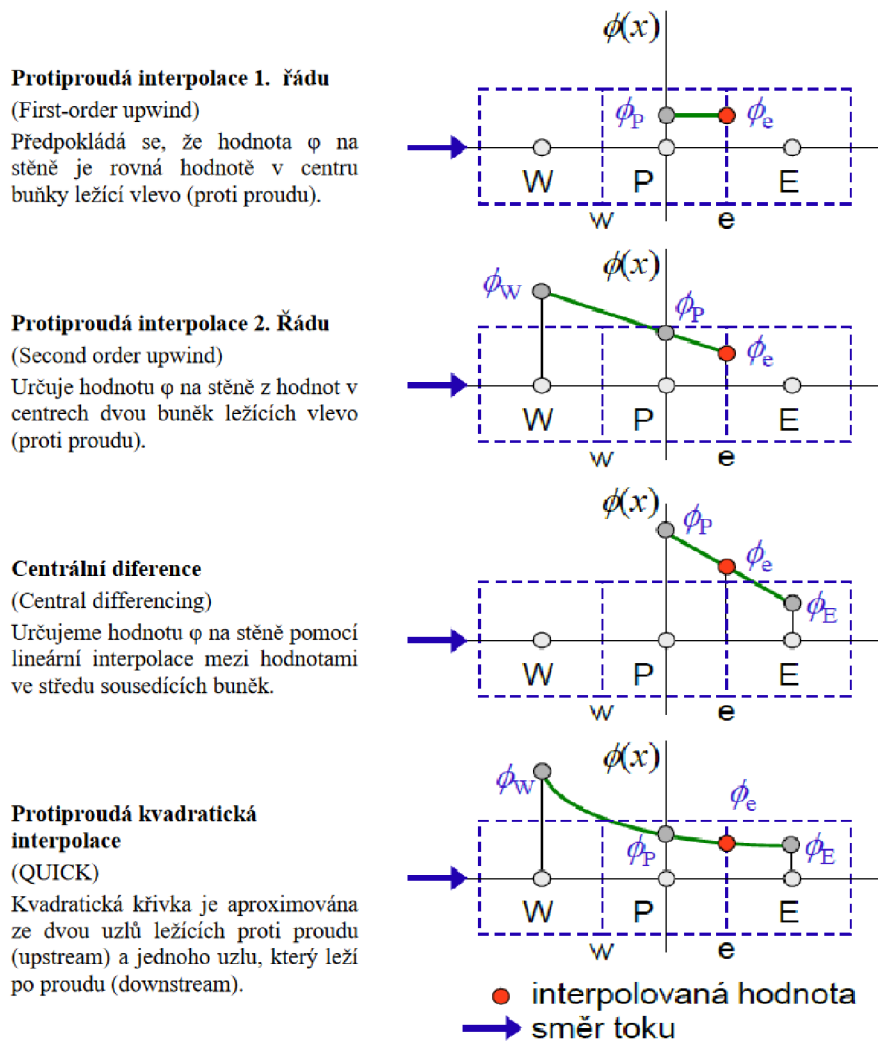
Obrázek 6.2 Spřažený algoritmus [15]

6.2 Turbulence a interpolace

Proudění tekutin může být buďto laminární, nebo turbulentní. V případě ustáleného laminárního proudění se částice pohybují po paralelních trajektoriích a mezi sebou se nemísí. U turbulentního proudění dochází k promíchávání tekutiny. K určení povahy proudění slouží Reynoldsovo číslo. Toto číslo představuje bezrozměrnou veličinu, která dává do souvislosti setrvačné síly a viskozitu. Čím je toto číslo větší, tím je třecí síla částic tekutin menší. Protože v simulacích této práce se bude jednat o malé rychlosti, bylo zvoleno laminární proudění [16].

Ansys Fluent disponuje jedenácti turbulentními modely. Vzhledem k velmi malým rychlostem proudění v komoře byl nastaven laminární turbulentní model s modelem Low-Pressure Boundary Slip zohledňující efekt nízkého tlaku v komoře [16].

V nastavení interpolace byla použita protiproudá interpolace druhého řádu, která vyhovuje předpokládaným změnám proměnných v jedné iteraci.



Obrázek 6.3 Schémata interpolací [16]

7. EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST

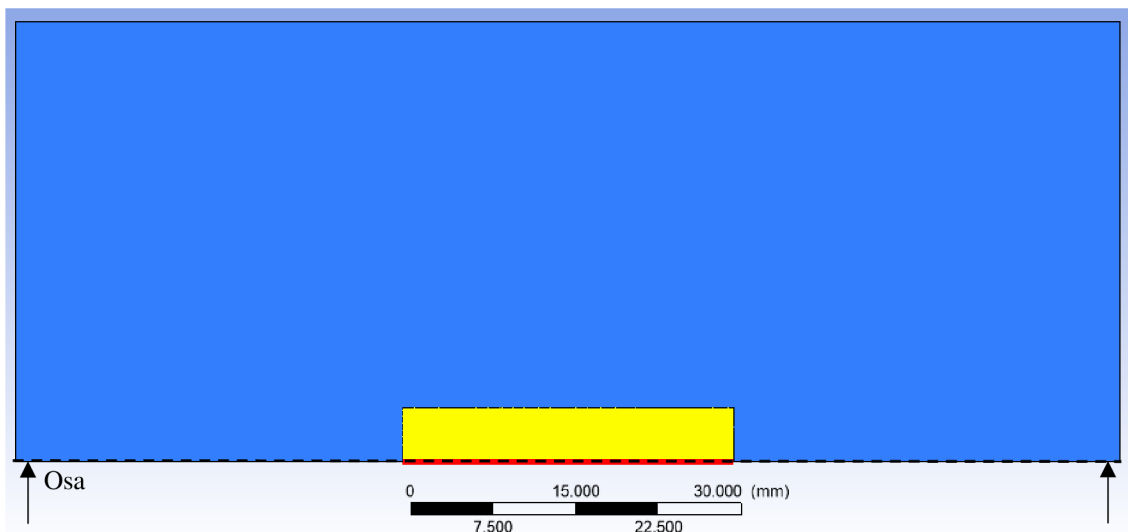
Podle tvaru existující experimentální komory, která byla uvedena v kapitole 1.4, byl pro účely zmapování očekávaných výsledků experimentů připraven matematicko-fyzikální model. Matematicko-fyzikální analýza byla provedena jako 2D osově symetrická úloha. Její tvar byl mírně zjednodušen a je zobrazen na obr. 7.1. Vzorek je umístěn v těžišti komory a na obr. 7.1 je vyobrazen žlutě, jeho rozměry jsou: průměr 10 mm a výška 30 mm a má tvar válečku ($V = \pi \cdot r^2 \cdot v$) a na zobrazené červené dráze budou vynášeny průběhy teplot vzorků v čase. Vlastní komora má rozměry: průměr 80 mm a výšku 100 mm. Na tomto matematicko-fyzikálním modelu proběhly časově proměnné analýzy, kdy komora, v níž byl umístěn vzorek, a plyn v komoře měli počáteční teplotu 22 °C a vzorek byl zahřát na teplotu 100 °C. Následně proběhla časově proměnná úloha, ve které bylo sledováno chlazení vzorku z různých materiálů v daném prostředí a v různých variantách tlaku. Varianty materiálů jsou uvedeny v tab. 7.1, varianty použitých plynů a jejich vlastnosti v atmosférickém tlaku jsou uvedeny v tab. 7.2.

Tabulka 7.1 Použité materiály vzorku

Materiál vzorku	Hustota [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$]	Tepelná kapacita [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	Tepelná vodivost [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]
Měď	8978	381,0	387,60
Oxid křemičitý	2648	739,9	1,34

Tabulka 7.2 Použité plyny v komoře

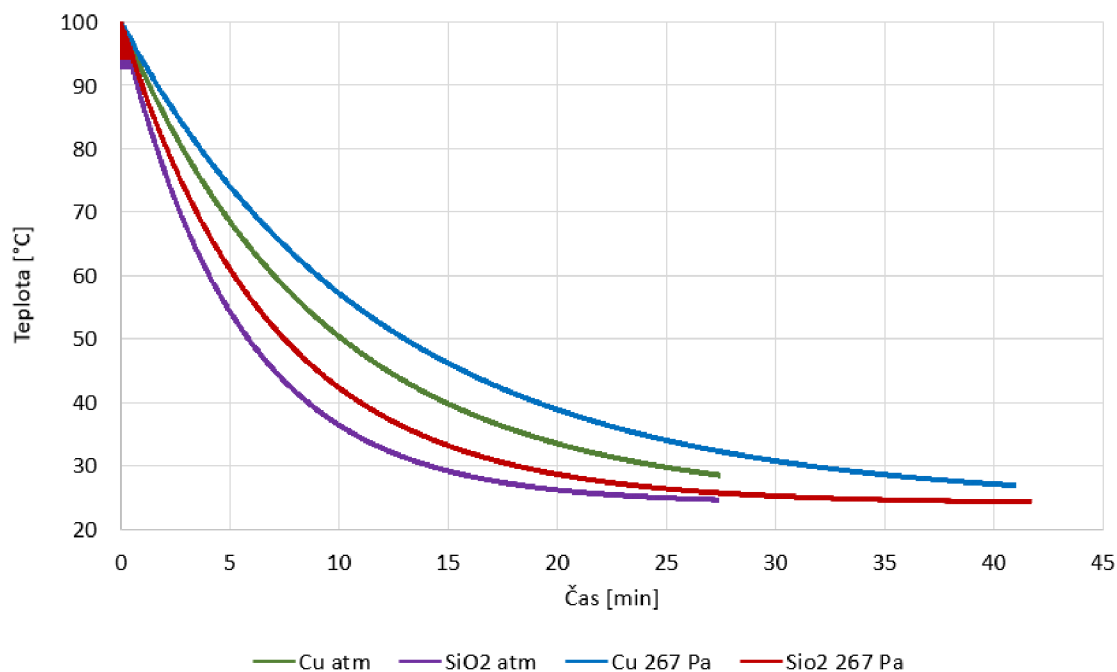
Plyn v komoře	Tepelná kapacita [$\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	Tepelná vodivost [$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$]	Viskozita [$\text{kg}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$]	Molekulární hmotnost [$\text{kg}\cdot\text{mol}^{-1}$]
Vzduch	1006,43	0,0242	$1,7894\cdot 10^{-5}$	28,966
Argon	520,64	0,0158	$2,1250\cdot 10^{-5}$	39,948



Obrázek 7.1 Vzorek v experimentální komoře

7.1 Srovnání chladnutí Cu a SiO₂ v prostředí vzduchu

V prvním kroku bylo provedeno srovnání chladnutí vzorku Cu a SiO₂ v komoře naplněné vzduchem ve dvou extrémních podmínkách – v atmosférickém tlaku a v nízkém vakuu o hodnotě 267 Pa.



Obrázek 7.2 Naměřené průběhy teploty vzorků z různých materiálů a v různých tlacích při komoře naplněné vzduchem

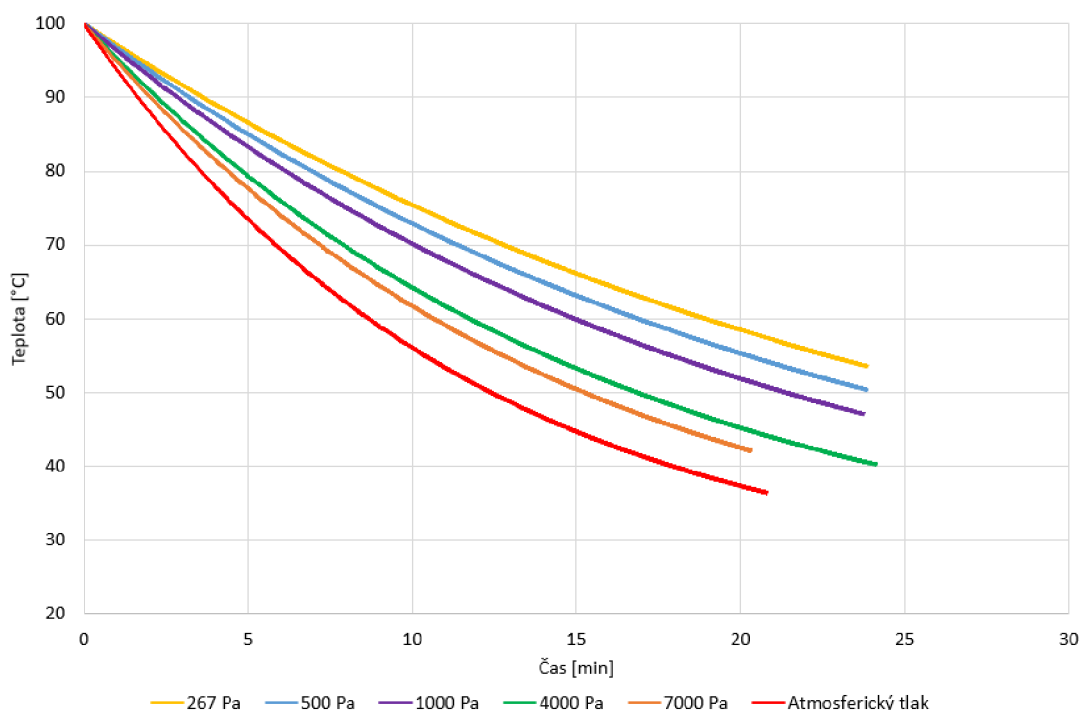
Z grafu na obr. 7.2 je patrný výrazný rozdíl v průběhu chladnutí u vzorků v atmosférickém tlaku a v nízkém vakuu. Křivky ukazují, že pro vzorek daných rozměrů v časovém intervalu 10-15 minut dochází k rozdílu až 10 °C. Tyto hodnoty jsou podkladem pro plánované experimenty, neboť z daných křivek chladnutí je možné získat v praxi hodnoty koeficientu přestupu tepla mezi vzorkem a plynem a následně tepelnou vodivost plynu v daném tlaku. Z křivek je patrné, že vzorek mědi chladne výrazně pomaleji než vzorek oxidu křemičitého, i když má menší hodnotu tepelné vodivosti. Tato skutečnost je dána výrazně vyšší hustotou mědi, což má vliv na jeho schopnost akumulovat teplo. Tím se vzorek mědi ukázal výhodný pro následující typ analýz vyhodnocující srovnání chlazení mědi v prostředí plynů používaných v ESEM opačných vlastností tedy vzduchu a Argonu.

Podrobné výsledky matematicko-fyzikální analýzy ve vzduchu pro měď a oxid křemičitý jsou umístěny v příloze.

7.2 Podrobné výsledky matematicko-fyzikální analýzy ve vzduchu a Argonu ve škále tlaků pro měď

V druhé vlně byly provedeny analýzy chlazení vzorku z mědi ve vzduchu a Argonu pro zvolenou škálu tlaků: Atmosférický tlak, 7000 Pa, 4000 Pa, 1000 Pa, 500 Pa, 267 Pa.

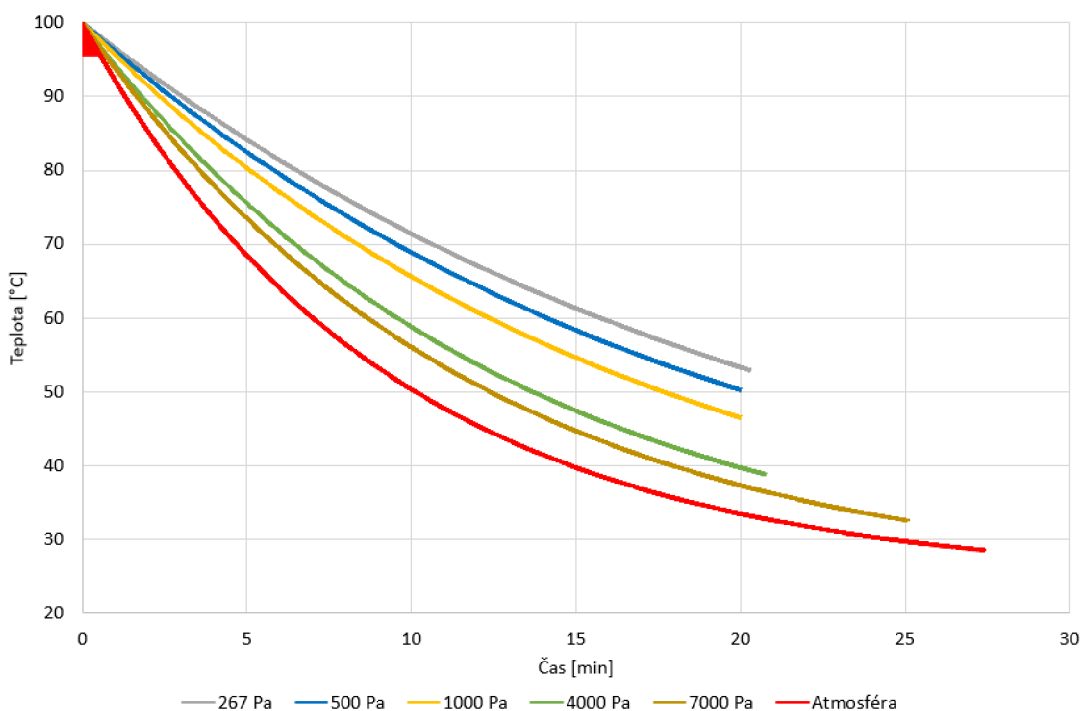
Na obr. 7.3 jsou zobrazeny průběhy chladnutí vzorku mědi v dané škále tlaků.



Obrázek 7.3 Naměřené průběhy teploty vzorku z mědi ve škále tlaků při komoře naplněné Argonem

Z daných křivek je patrný výrazný rozdíl v průběhu chlazení při poklesu tlaku. Rozdíl mezi chlazením v atmosféře a v nízkém tlaku 267 Pa dělá v intervalu 15 minut až téměř 30 stupňů Celsia, což prokazuje, že při plánování sledování chlazených – ohřívaných vzorků v ESEM se musí s danými vlastnostmi plynu v nízkém tlaku počítat, neboť jak bylo uvedeno v teorii, jde ve skutečnosti o anomálii způsobenou zvýšenou střední volnou dráhou molekul.

Na obr. 7.4 je zobrazen podobný průběh pro chlazení vzorku mědi ve vzduchu pro stejnou škálu tlaků.

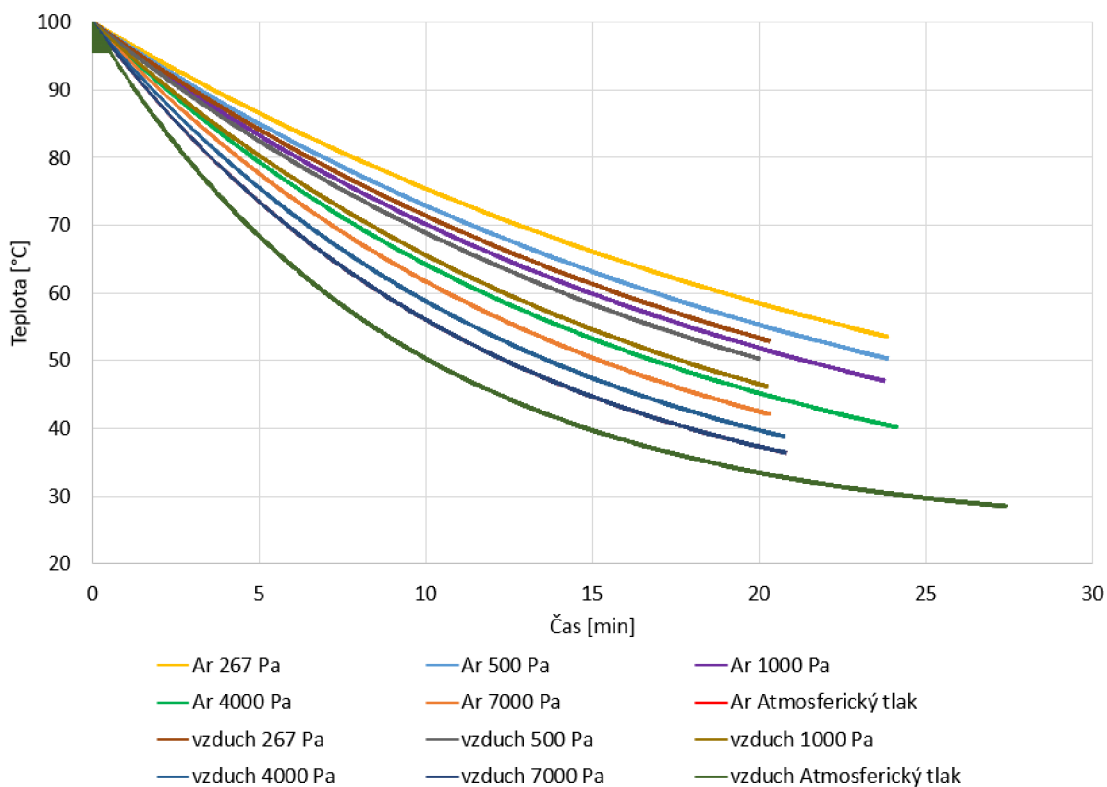


Obrázek 7.4 Naměřené průběhy teploty vzorku z mědi ve škále tlaků při komoře naplněné vzduchem

Je patrný rozdíl mezi chlazením vzorku ve vzduchu a v Argonu. Argon očividně méně odvádí teplo v atmosférickém tlaku, což bylo předpokládáno a tuto vlastnost adekvátně prokazuje i ve sníženém tlaku. Vzhledem k tomu, že jde o běžně užívaný inertní plyn v ESEM je opět potřeba s touto vlastností počítat.

V následujících grafech je uvedeno přehledné srovnání vlivu chlazení u vzduchu a Argonu pro vybranou škálu tlaků.

Na obr. 7.5 jsou sdruženy všechny výsledky pro celkové srovnání, ale vzhledem k velkému množství výsledků jsou v příloze uvedeny již pouze páry pro daný tlak (obr. 0.39-0.44). Vzhledem k dokonalému prohřátí mědi zde nejsou již uvedeny grafy zobrazující teplotu v ose vzorku.

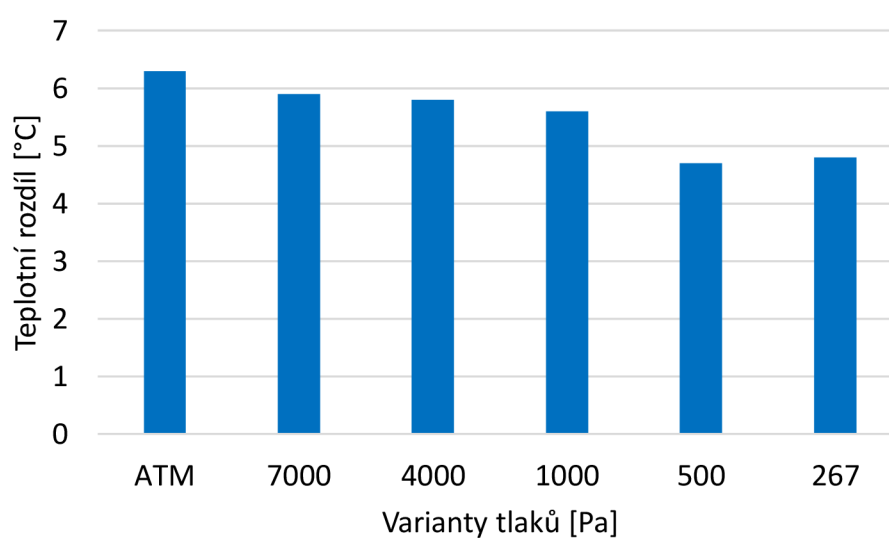


Obrázek 7.5 Srovnání naměřených průběhů teploty vzorku z mědi ve škále tlaků při komoře naplněné vzduchem a Argonem

Jak bylo uvedeno, z předchozích výsledků je patrné, že průběh ochlazování u Argonu probíhá v průměru pomaleji než u vzduchu. Bylo provedeno pokusné měření rozdílu hodnot daného chlazení. Byl volen čas 15. minuty chlazení a zjištěn rozdíl v teplotách vzorku. Výsledky jsou zobrazeny v tabulce 7.3 a na obr. 7.6. Je patrné, že rozdíl se se snižujícím tlakem snižuje, což je patrně způsobeno tím, že v nízkém tlaku již u plynu není úplně určující tepelná vodivost, ale přenos je ovlivněn zvýšenou volnou drahou molekul. Tyto výsledky jsou opět podkladem pro chystané experimenty na ústavu.

Tabulka 7.3 Teplotní stav vzorků mědi po 15 minutách chlazení v různých tlacích

Varianta [Pa]	Argon [°C]	Vzduch [°C]	Rozdíl [°C]
ATM	45,7	39,4	6,3
7000	50,3	44,4	5,9
4000	53,2	47,4	5,8
1000	60,0	54,4	5,6
500	63,0	58,3	4,7
267	66,0	61,2	4,8



Obrázek 7.6 Srovnání teplotních rozdílů mezi vzduchem a Argonem v různých tlacích

8. ZÁVĚR

Byla provedena matematicko-fyzikální analýza chlazení vzorků zahřátých na 100 °C v experimentální komoře simulující umístění vzorků v enviromentálním elektronovém mikroskopu. V prvním kroku proběhly analýzy při tlaku atmosférickém a tlaku 267 Pa, který patří mezi nižší používané tlaky v EREM pro dva vzorky, kde jeden byl zhotoven z mědi a druhý z oxidu křemičitého, tedy dvou materiálů se zcela opačnými vlastnostmi tepelné vodivosti. Bylo vyhodnoceno, že při sníženém tlaku dochází k výrazným změnám na křivce chlazení mezi chlazením v atmosférickém tlaku a v nízkém vakuu. Tato skutečnost odpovídá teorii uvedené v článku 2.6, kdy při nízkém tlaku nastává vysokovakuová podmínka, a proto teplo ze vzorků se bude odvádět pomaleji.

Při analýze vzorků v atmosférickém tlaku bylo možné pozorovat skutečnost, že vzorek z oxidu křemičitého chladl rychleji než vzorek z mědi. Stejný závěr vyplývá i z analýzy vzorků v nízkém tlaku. Tato skutečnost vyplývá z toho, že akumulované teplo vzorku je součin hustoty a tepelné kapacity, a protože má měď sice o polovinu menší tepelnou kapacitu než oxid křemičitý, má až třikrát vyšší hustotu – hmotnost (viz tab. 7.1) proto pojme více tepla a vzorek z mědi bude tedy chladnout pomaleji než vzorek z oxidu křemičitého.

V druhém kroku byly pro zvolený vzorek mědi provedeny analýzy chlazení ve dvou plynech opět se zcela odlišnými fyzikálními vlastnostmi pro stanovenou škálu tlaků. Analýzy prokázaly výrazný rozdíl v křivkách chlazení s předpokladem, že u sníženého tlaku se tento rozdíl mírně snižuje opět z důvodu zvýšené střední volné dráhy molekul.

Výsledky analýz jsou podkladem pro chystané experimenty.

LITERATURA

- [1] FRANK, Luděk, Josef JIRÁK, Antonín REK a Zdenka ROZSÍVALOVÁ. *Speciální diagnostika* [Skripta]. Brno. 79 s. [cit. 2022-11-21].
- [2] BEDNÁŘ, Eduard. *Analýza vlivu proudění plynu v oblasti umístění vzorku v komoře enviromentálního rastrovacího elektronového mikroskopu* [online]. Brno, 2016 [cit. 2022-12-11]. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/11012/59843>.
Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav elektrotechnologie. Vedoucí práce Jiří Maxa.
- [3] CHVÁTALOVÁ, Lenka. *Elektronové mikroskopy* [online]. 2013, 11. 10., 23 [cit. 2023-04-18]. Dostupné z: <https://www.yumpu.com/xx/document/read/20765608/1-uvod>
- [4] ČUDEK, Pavel. *Elektronová mikroskopie* [Podklad k přednášce]. Brno. 2019, 77 s. [cit. 2022-11-21].
- [5] Enviromental Scanning Electron Microscope (ESEM). *Danilatos* [online]. 2008. [cit. 2022-11-21]. Dostupné z: <http://www.danilatos.com/#esem>
- [6] ŠABACKÁ, Pavla. Journal of Physics: Conference Series Paper • The following article is Open access Analysis of gas thermal conductivity at low pressures using a mathematical-physical model. *Journal of Physics* [online]. 2022, **2022**(2382), 9 [cit. 2022-11-21]. Dostupné z: <https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/2382/1/012021/meta>
- [7] Karlova univerzita. Fyzikální Skripta. *Physics.mff.cuni* [online]. [cit. 2022-11-07]. Dostupné z: https://physics.mff.cuni.cz/kfpp/skripta/kurz_fyziky_pro_DS/display.php/www/index.php
- [8] Air - Thermal Conductivity vs. Temperature and Pressure. *The Engineering Toolbox* [online]. 2009. [cit. 2022-11-25]. Dostupné z: https://www.engineeringtoolbox.com/air-properties-viscosity-conductivity-heat-capacity-d_1509.html
- [9] Kheilová, Milena. *Termodynamika* [Skripta]. Brno. 66 s. [cit. 2022-11-07].
- [10] NEDĚLA, Vilém, Eva TIHLAŘÍKOVÁ, Jiří MAXA, Kamila IMRICHOVÁ, Marek BUČKO a Peter GEMEINER. Simulation-based optimisation of thermodynamic conditions in the ESEM for dynamical in-situ study of spherical polyelectrolyte complex particles in their native state. *Ultramicroscopy* [online]. 2020, **2020**(211), 15 [cit. 2023-04-18]. ISSN 03043991. Dostupné z: <https://www.sciencedirect.com/science/article/abs/pii/S0304399119303298>
- [11] DŘÍNEK, Milan. Peltierovy termobaterie. *Vyvoj.hw.cz* [online]. 1999. [cit. 2022-12-02]. Dostupné z: <https://vyvoj.hw.cz/teorie-a-praxe/dokumentace/peltierovy-termobaterie.html>
- [12] BOUŠEK, Jaroslav, Petr KOSINA a Barbora MOJROVÁ. *Elektronické součástky* [Skripta]. Brno. 209 s. [cit. 2023-05-18].

- [13] Ansys. *Ansys.com* [online]. [cit. 2022-12-15]. Dostupné z: <https://www.ansys.com/products/fluids/ansys-fluent>
- [14] ANSYS Fluent. *SVS FEM* [online]. Brno. [cit. 2022-12-15]. Dostupné z: www.svsfem.cz
- [15] Pressure-Based Solver. *Afs.enea* [online]. 2009. [cit. 2022-12-15]. Dostupné z: <https://www.afs.enea.it/project/neptunius/docs/fluent/html/th/node361.htm>
- [16] ŠABACKÁ, Pavla. *Analýza nadzvukového proudění v experimentální komoře při vložení tlakových a teplotních sond* [online]. Brno, 2020 [cit. 2023-05-18]. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/11012/189161>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav elektrotechnologie. Vedoucí práce Jiří Maxa.

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

Zkratky:

FEKT	Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
VUT	Vysoké učení technické v Brně
SEM	Scanning electron microscope
REM	Rastrovací elektronový mikroskop
RTG	Rentgenové záření
ESEM	Environmental scanning electron microscope
EREM	Environmentální rastrovací elektronový mikroskop
CFD	Výpočetní dynamika tekutin
HPC	Vysoce výkonná výpočetní technika
GPU	Grafická procesorová jednotka
CPU	Centrální procesorová jednotka
UETE	Ústav elektrotechnologie
UPT	Ústav Přístrojové techniky
AVČR	Akademie věd České republiky
Cu	Měď
SiO ₂	Oxid křemičitý

Symboly:

U	napětí	(V)
I	proud	(A)
V	objem	(m ³)
N	počet molekul	(-)
N_V	hustota molekul	(m ⁻³)
h	délka	(m)
v	rychlost	(m·s ⁻¹)
\bar{v}	střední rychlost	(m·s ⁻¹)
\bar{z}	střední počet srážek	(Hz)
\bar{l}	střední volná dráha	(m)
σ_c	střední volná dráha závislá na teplotě	(m)
σ_∞	účinný průřez při vysokých teplotách	(m ²)
K	Boltzmanova konstanta	(J·K ⁻¹)
T	Teplota	(K)
S	Průřez	(m ²)
t	čas	(s)
m_0	molární hmotnost	(kg·mol ⁻¹)
i	hustota difúzního toku	(mol·m ⁻² ·s ⁻¹)

D	difúzní činitel	$(\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1})$
F	třecí síla	(N)
η	dynamická viskozita	$(\text{Pa} \cdot \text{s})$
σ	hustota plynu	(m^{-3})
q	hustota tepelného toku	(m^{-3})
Q	přenesené teplo	(J)
λ	součinitel tepelné vodivosti	$(\text{W} \cdot \text{m}^{-1})$
u	střední hodnota energie	(J)
U_m	molární vnitřní energie	$(\text{J} \cdot \text{mol}^{-1})$
N_A	Avogadrova konstanta	(mol^{-1})
C	tepelná kapacita	$(\text{J} \cdot \text{K}^{-1})$
d	rozměr systému	(m)
P	proud plynu	$(\text{Pa} \cdot \text{s}^{-1})$
p	tlak	(Pa)
C_V	tepelná kapacita při konstantním objemu	$(\text{J} \cdot \text{K}^{-1})$
C_p	tepelná kapacita při konstantním tlaku	$(\text{J} \cdot \text{K}^{-1})$
R	plynová konstanta	$(\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$
n	počet molekul plynu	$(-)$
m	hmotnost	(kg)
\bar{C}	měrná tepelná kapacita	$(\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1})$

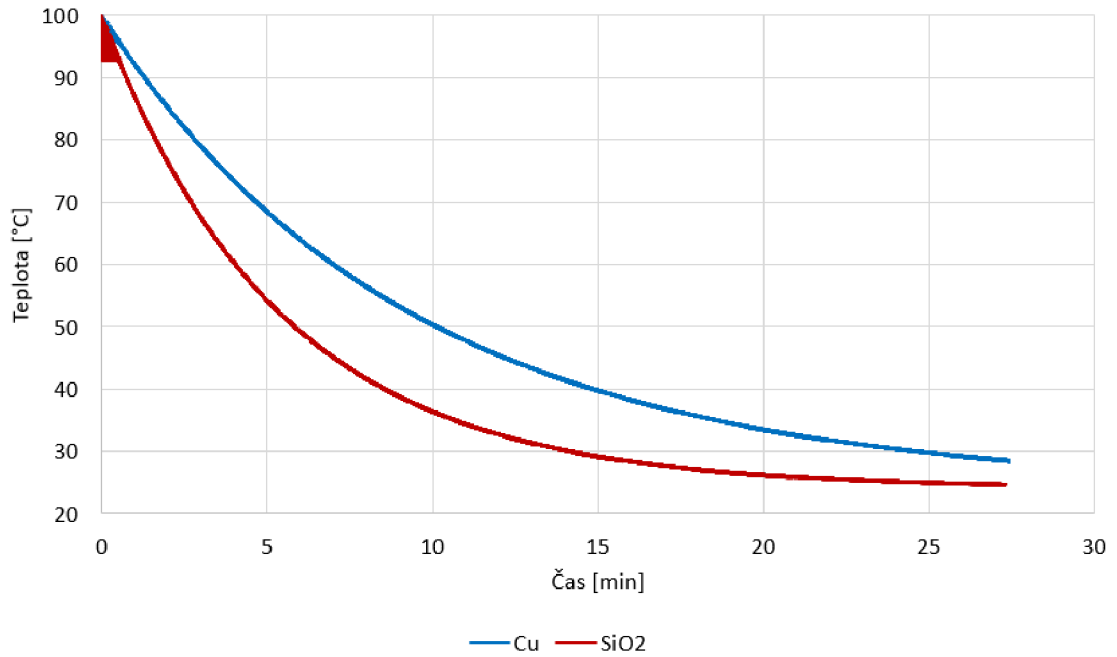
SEZNAM PŘÍLOH

PŘÍLOHA A - VÝSLEDKY SROVNÁNÍ CHLAZENÍ CU A SiO_2 VE VZDUCHU..... 51

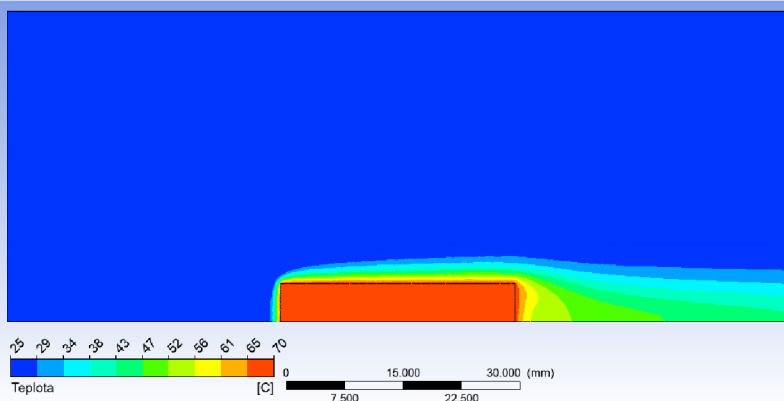
PŘÍLOHA B - VÝSLEDKY SROVNÁNÍ CHLAZENÍ CU VE VZDUCHU A ARGONU 62

Příloha A - Výsledky srovnání chlazení Cu a SiO₂ ve vzduchu

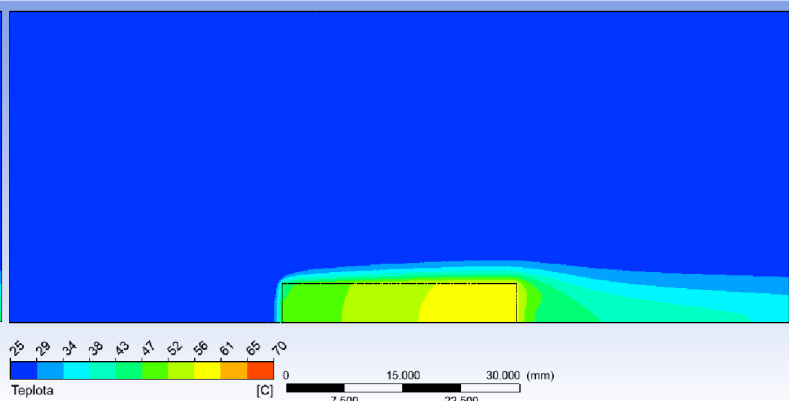
A.1 Atmosférický tlak



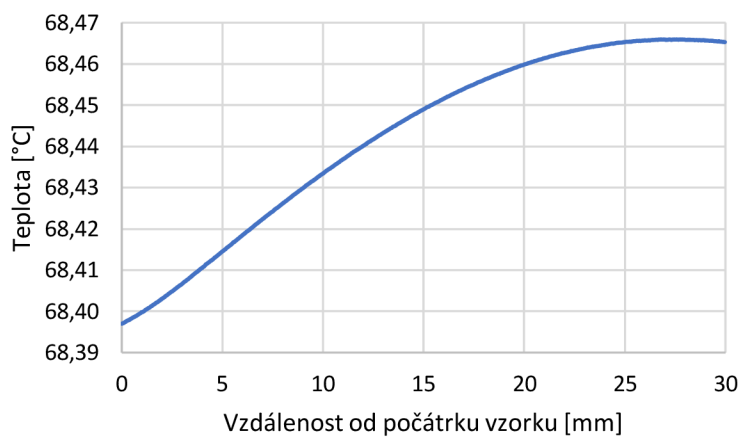
Obrázek 0.1 Porovnání průběhů chlazení dvou vzorků (Atmosférický tlak)



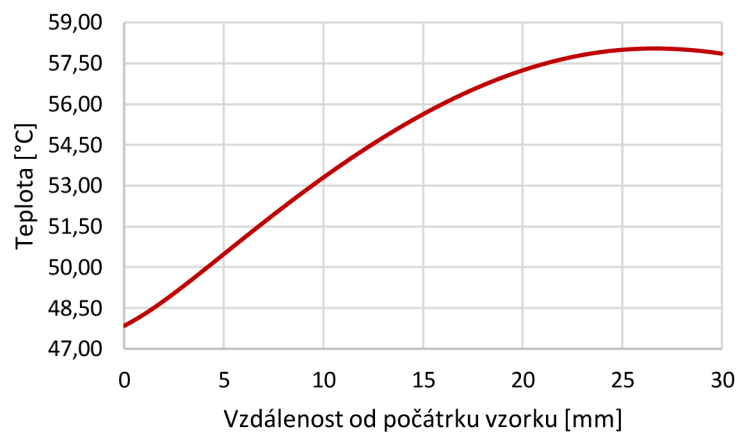
Obrázek 0.2 Teplotní stav vzorku z mědi po 5 minutách chlazení v atmosféře



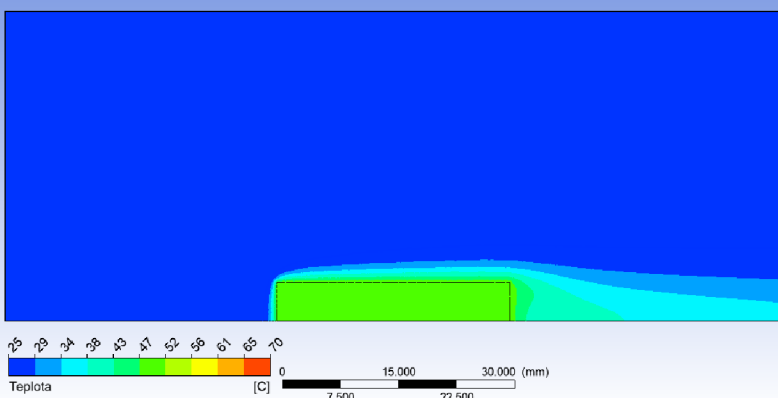
Obrázek 0.3 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 5 minutách chlazení v atmosféře



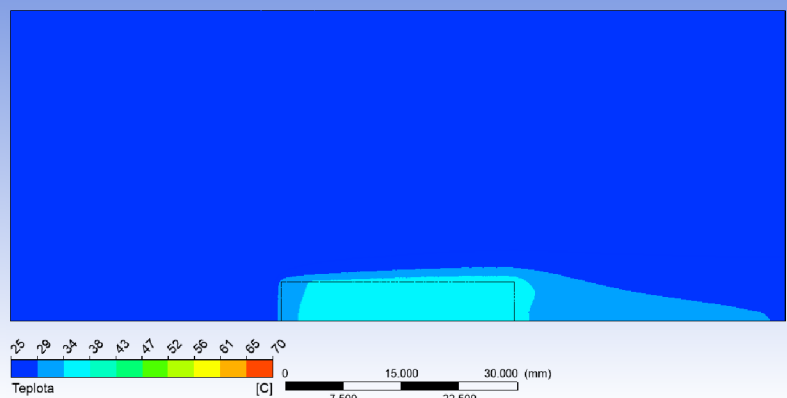
Obrázek 0.4 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 5 minutách chlazení v atmosféře



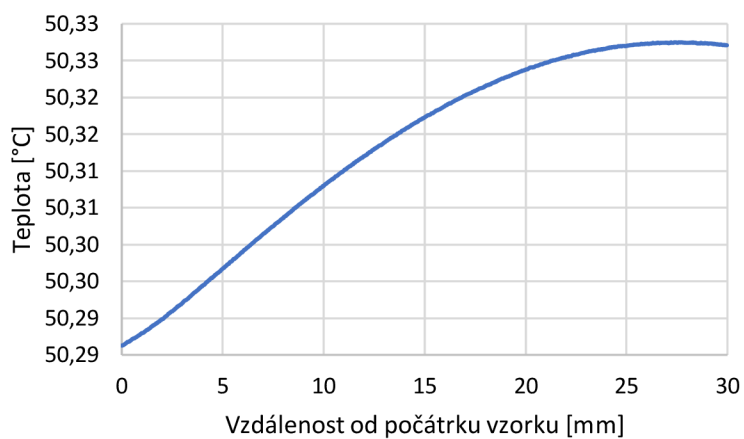
Obrázek 0.5 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 5 minutách chlazení v atmosféře



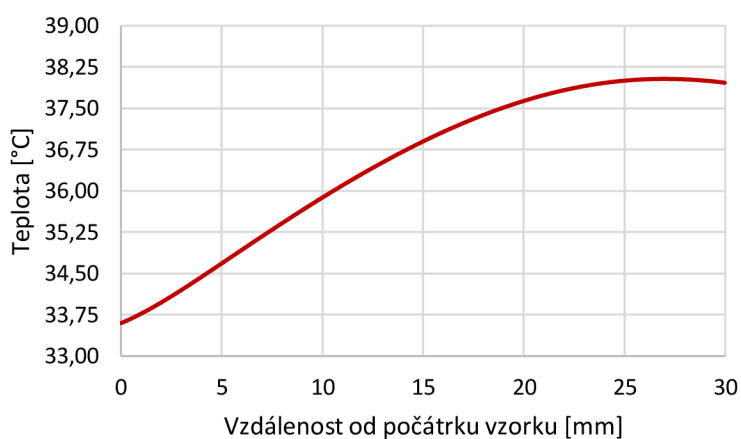
Obrázek 0.6 Teplotní stav vzorku z mědi po 10 minutách chlazení v atmosféře



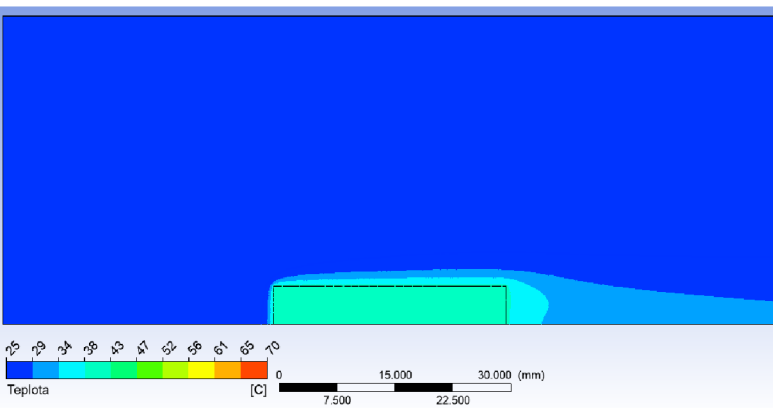
Obrázek 0.7 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 10 minutách chlazení v atmosféře



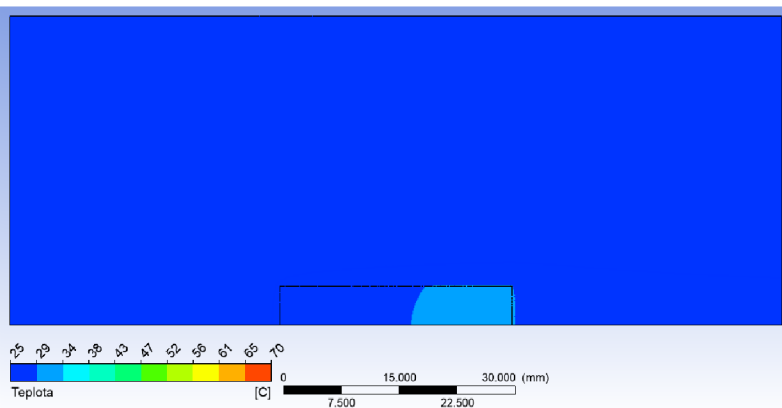
Obrázek 0.8 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 10 minutách chlazení v atmosféře



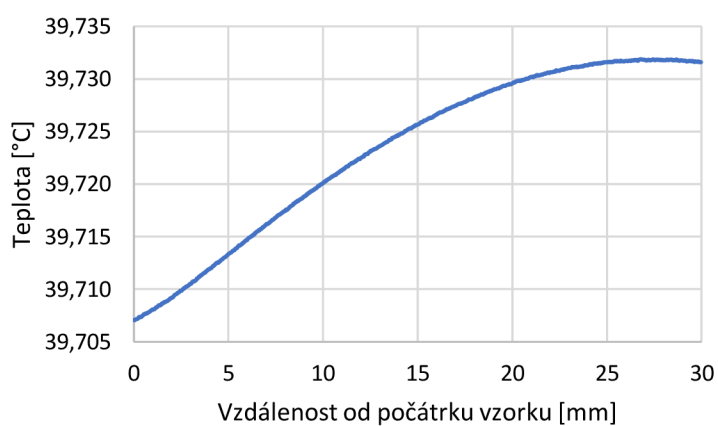
Obrázek 0.9 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 10 minutách chlazení v atmosféře



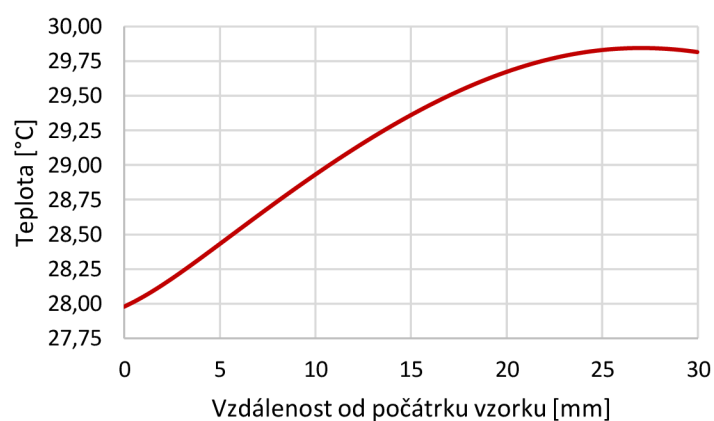
Obrázek 0.10 Teplotní stav vzorku z mědi po 15 minutách chlazení v atmosféře



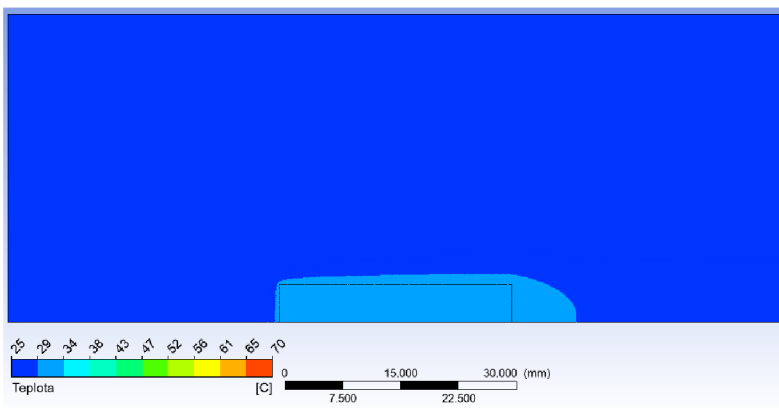
Obrázek 0.11 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 15 minutách chlazení v atmosféře



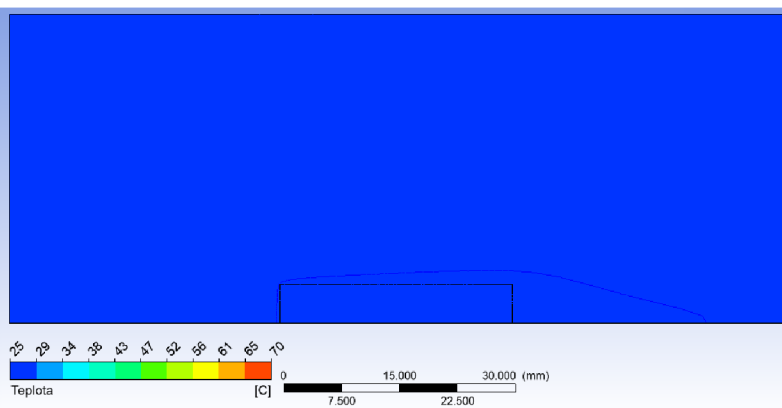
Obrázek 0.12 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 15 minutách chlazení v atmosféře



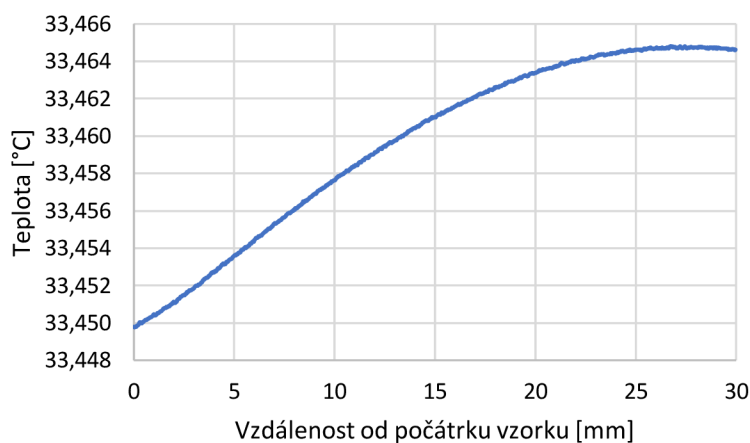
Obrázek 0.13 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 15 minutách chlazení v atmosféře



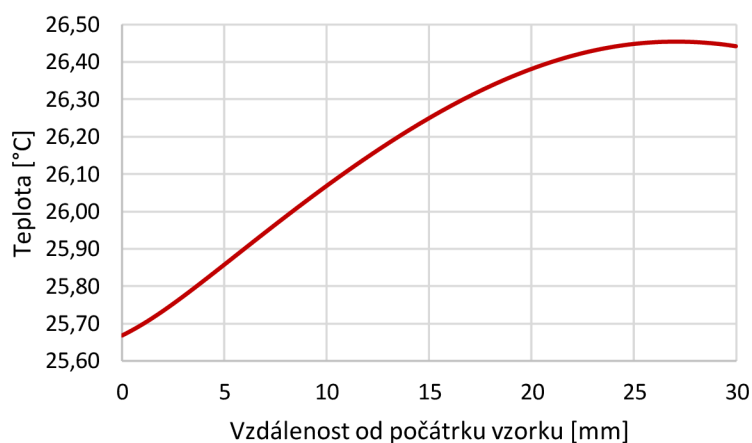
Obrázek 0.14 Teplotní stav vzorku z mědi po 20 minutách chlazení v atmosféře



Obrázek 0.15 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 20 minutách chlazení v atmosféře

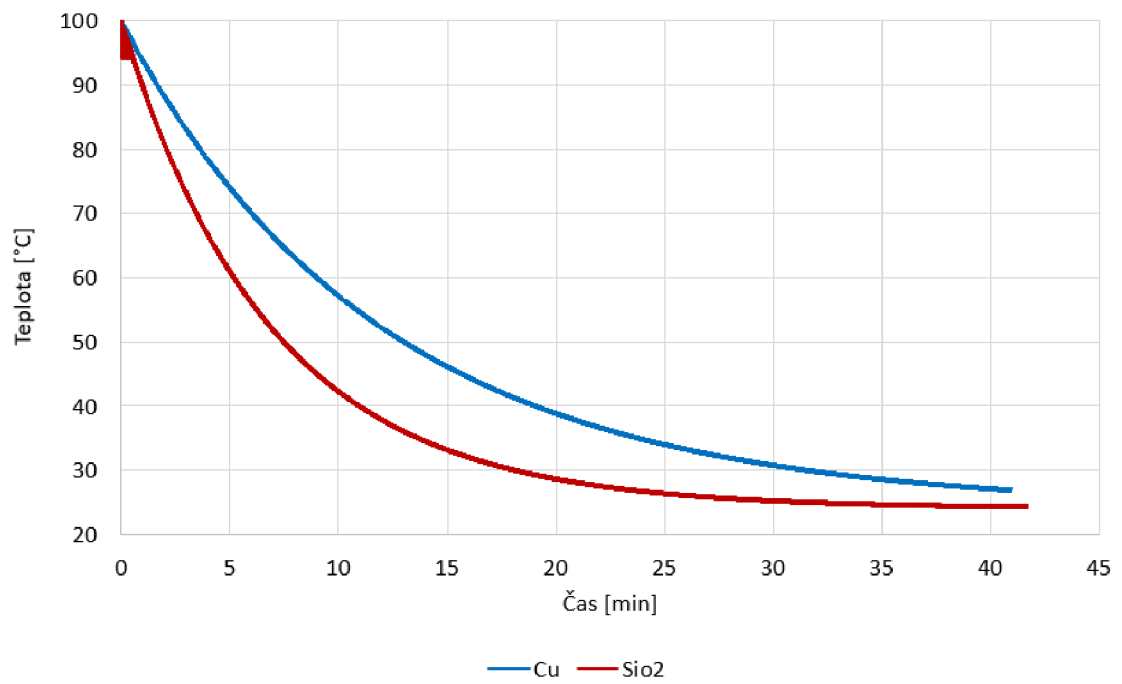


Obrázek 0.16 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 20 minutách chlazení v atmosféře

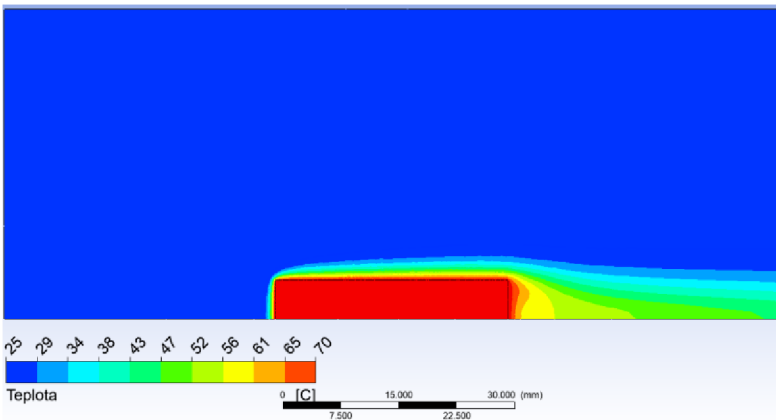


Obrázek 0.17 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 20 minutách chlazení v atmosféře

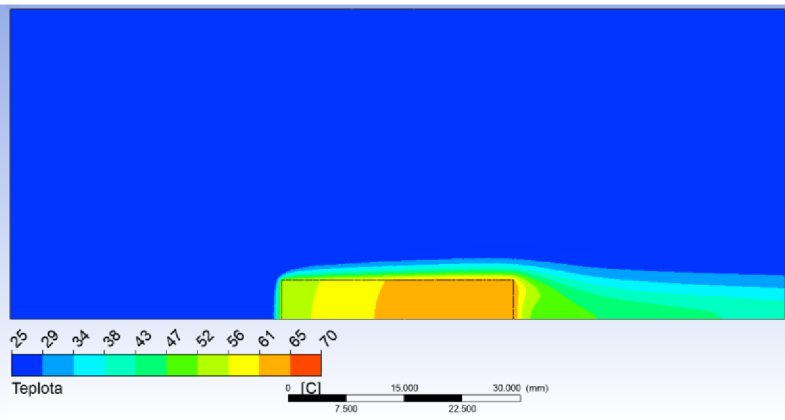
A.2 Tlak 267 Pa



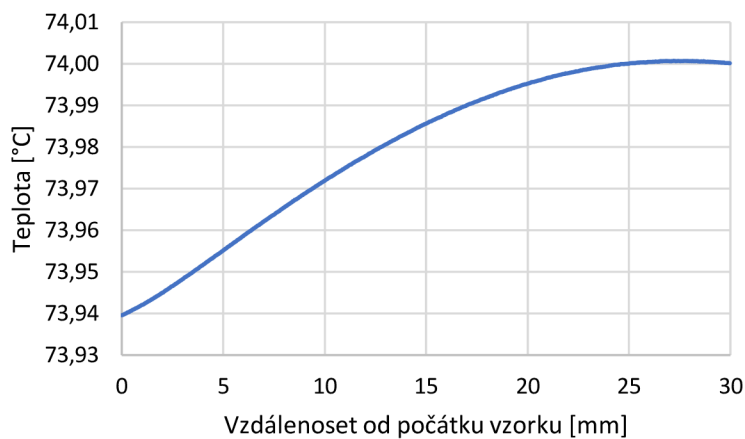
Obrázek 0.18 Porovnání průběhů chlazení dvou vzorků (267 Pa)



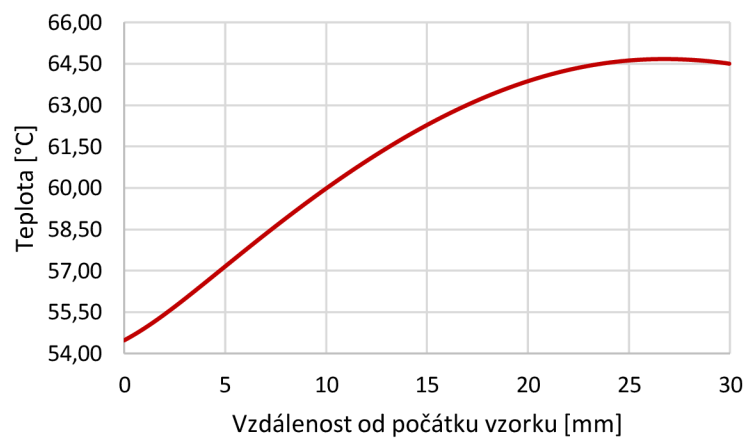
Obrázek 0.19 Teplotní stav vzorku z mědi po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



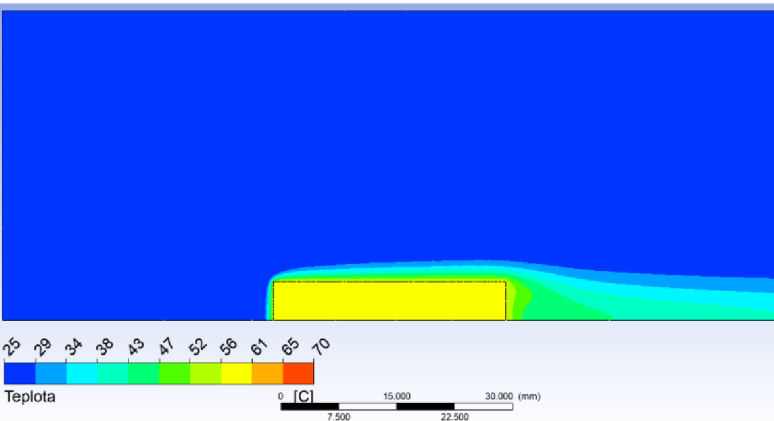
Obrázek 0.20 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



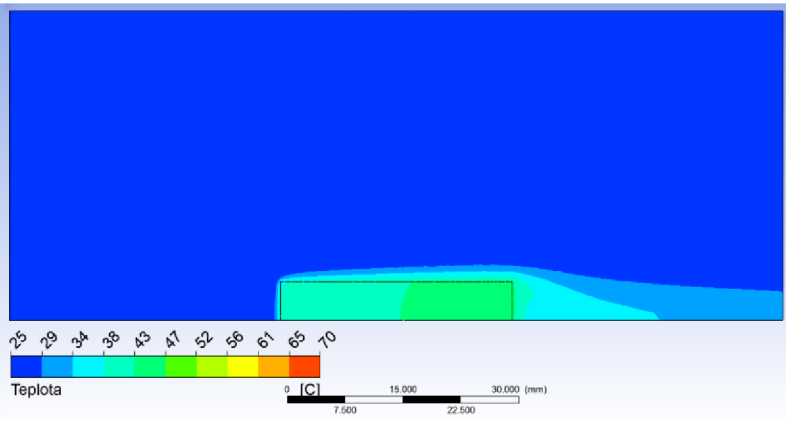
Obrázek 0.21 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



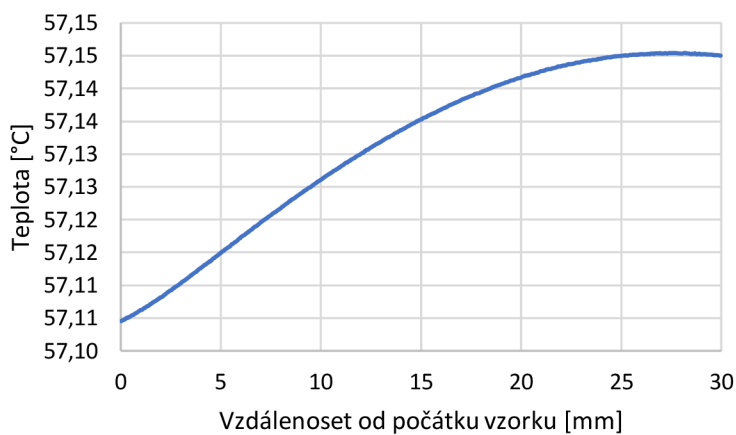
Obrázek 0.22 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 5 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



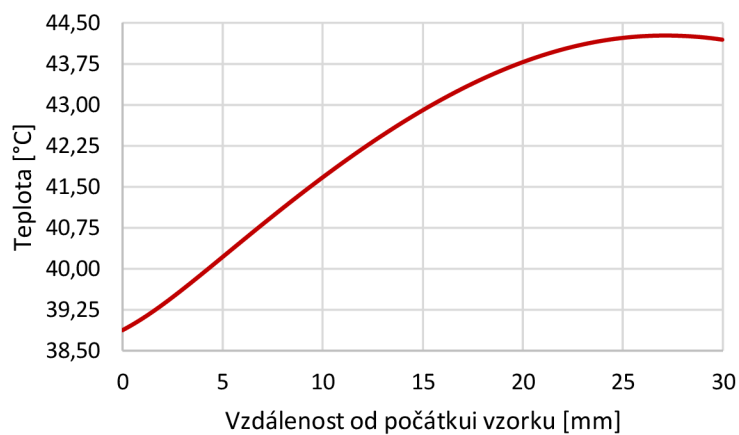
Obrázek 0.23 Teplotní stav vzorku z mědi po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



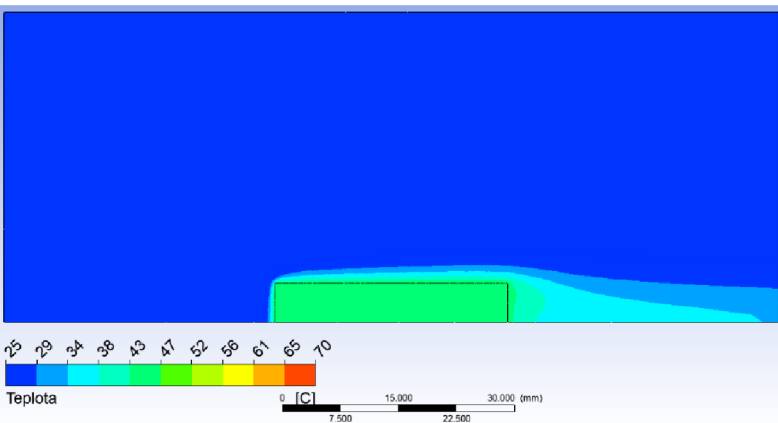
Obrázek 0.24 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



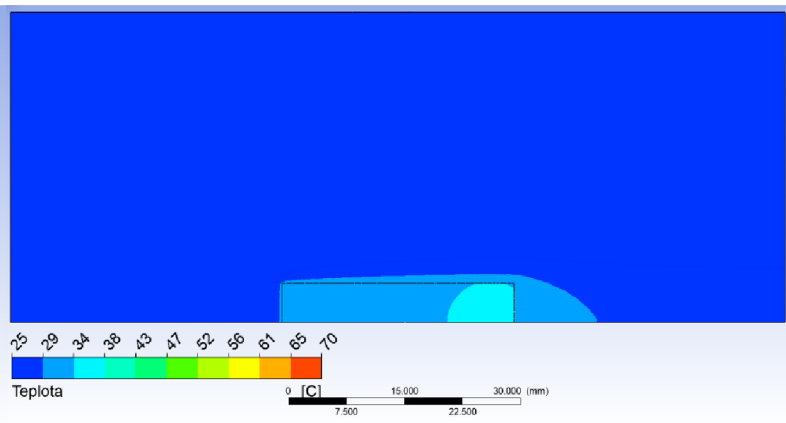
Obrázek 0.25 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



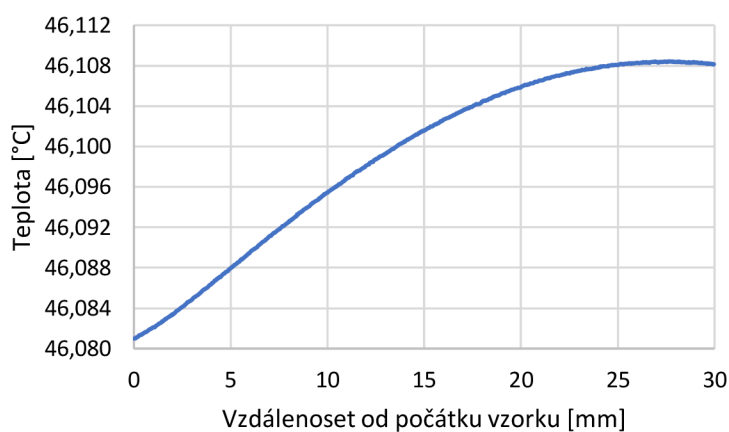
Obrázek 0.26 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 10 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



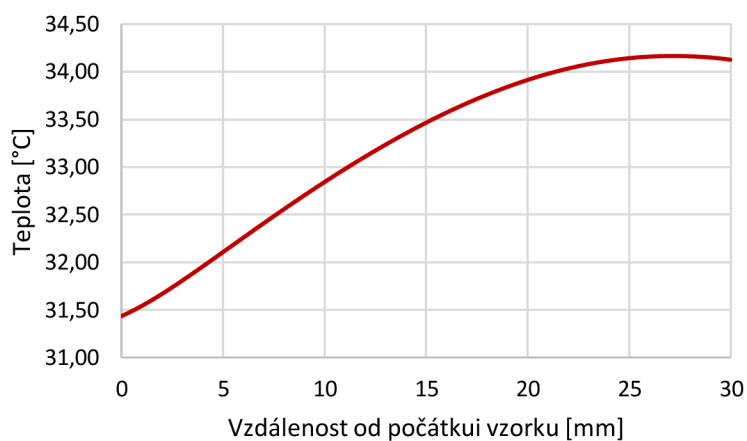
Obrázek 0.27 Teplotní stav vzorku z mědi po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



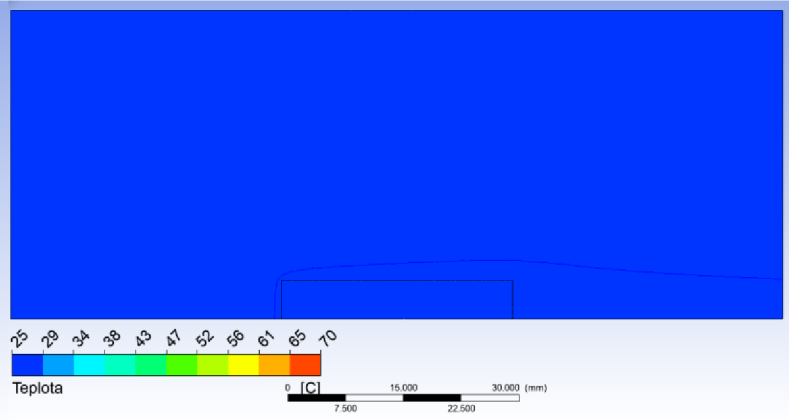
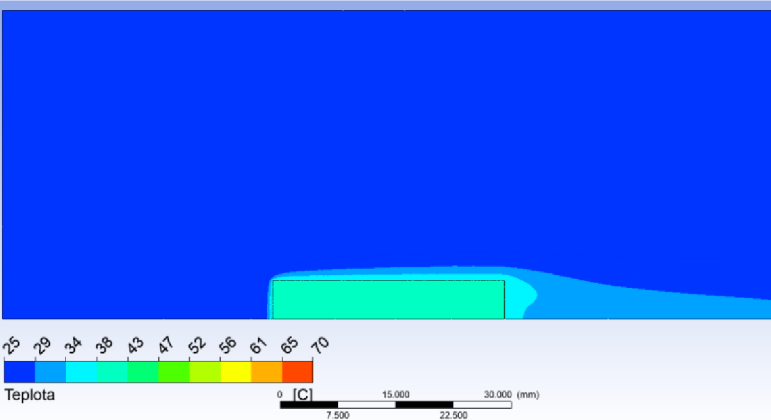
Obrázek 0.28 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



Obrázek 0.29 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa

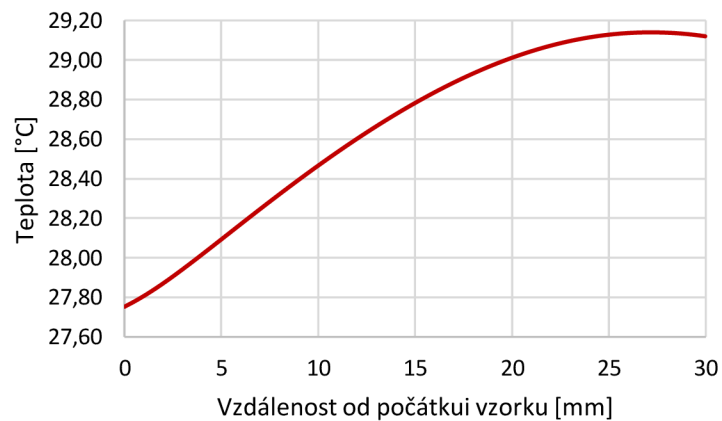
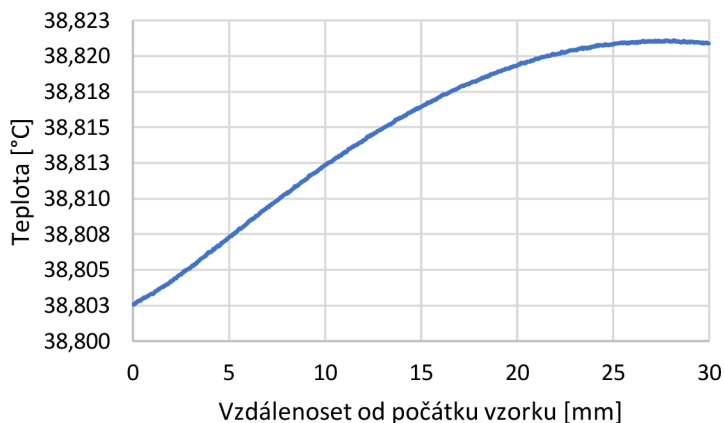


Obrázek 0.30 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 15 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



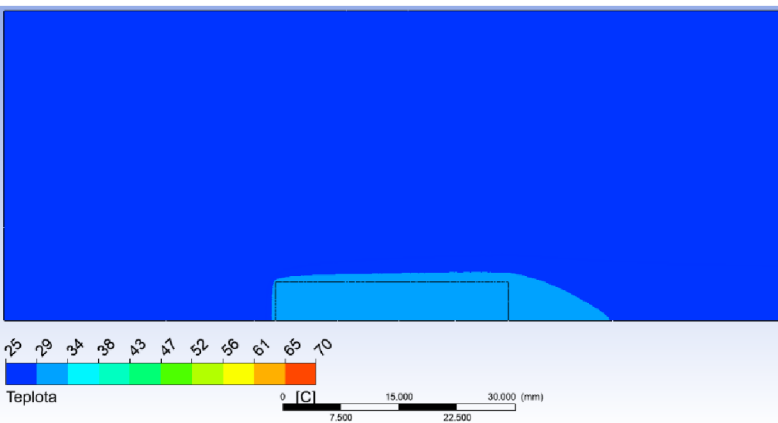
Obrázek 0.31 Teplotní stav vzorku z mědi po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa

Obrázek 0.32 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa

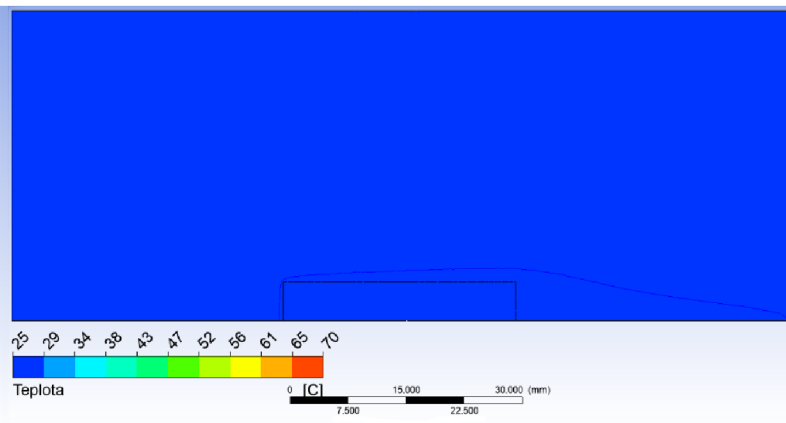


Obrázek 0.33 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa

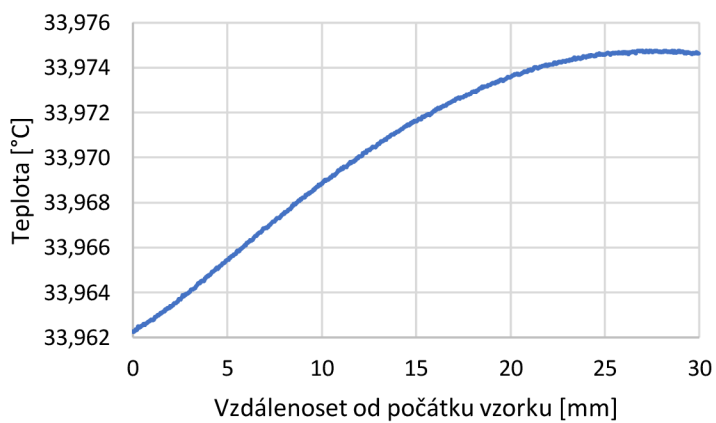
Obrázek 0.34 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 20 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



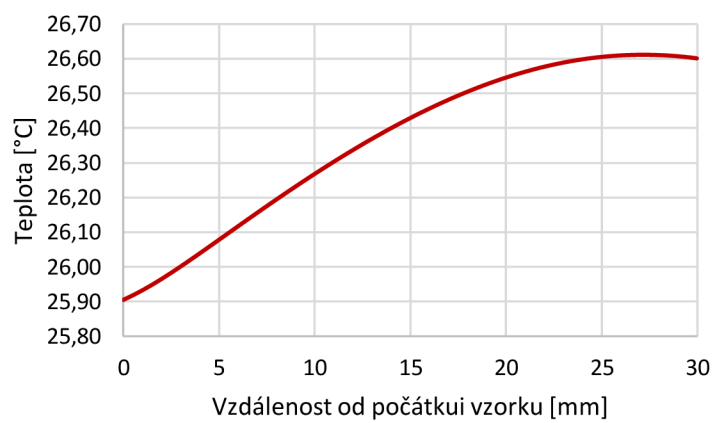
Obrázek 0.35 Teplotní stav vzorku z mědi po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa



Obrázek 0.36 Teplotní stav vzorku z oxidu křemičitého po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa

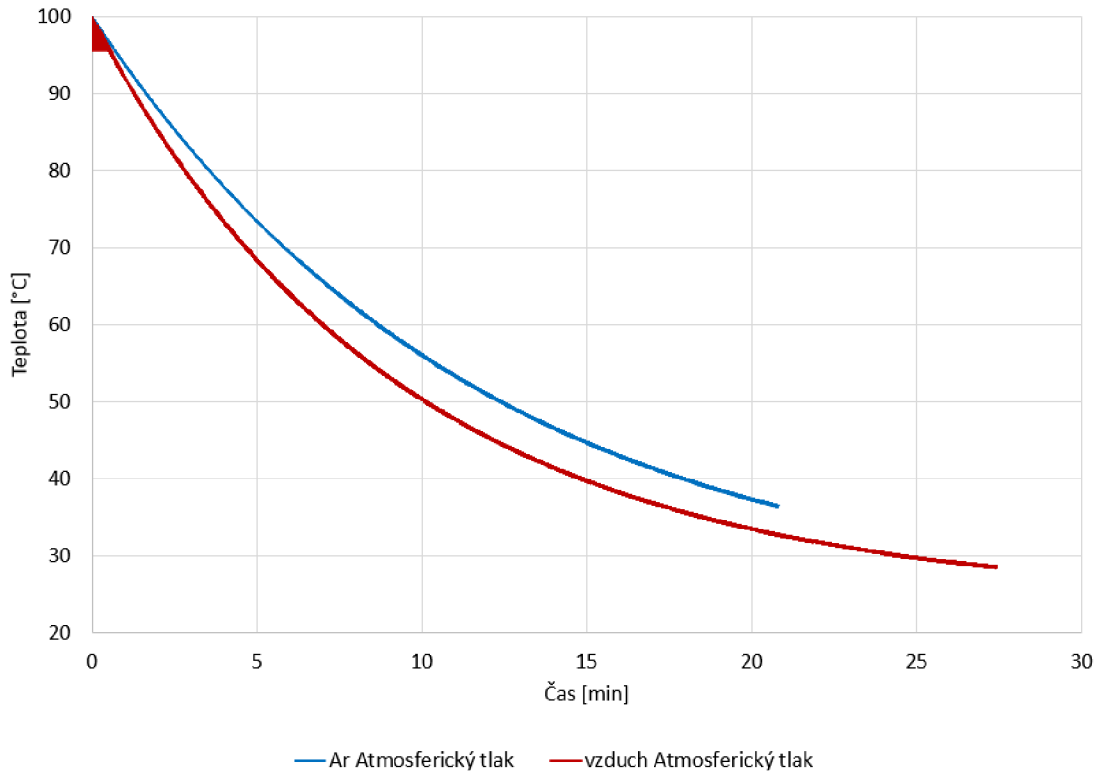


Obrázek 0.37 Teplota vzorku z mědi na zobrazené červené dráze po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa

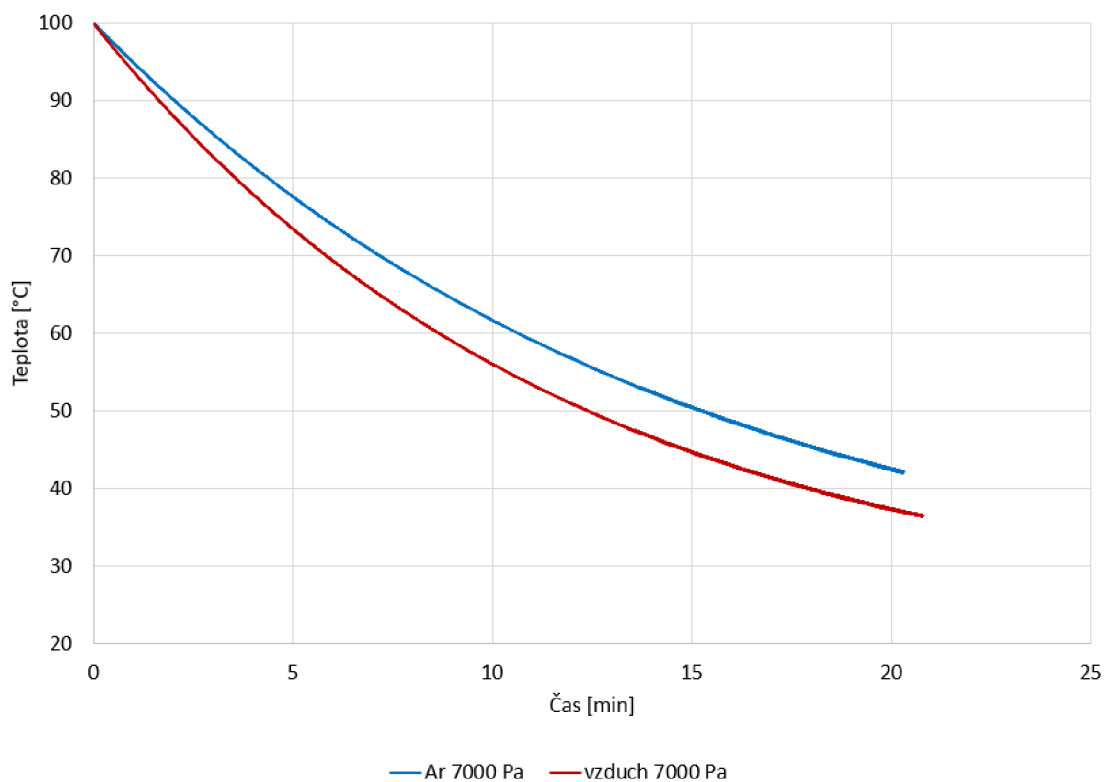


Obrázek 0.38 Teplota vzorku z oxidu křemičitého na zobrazené červené dráze vzorku po 25 minutách chlazení v tlaku 267 Pa

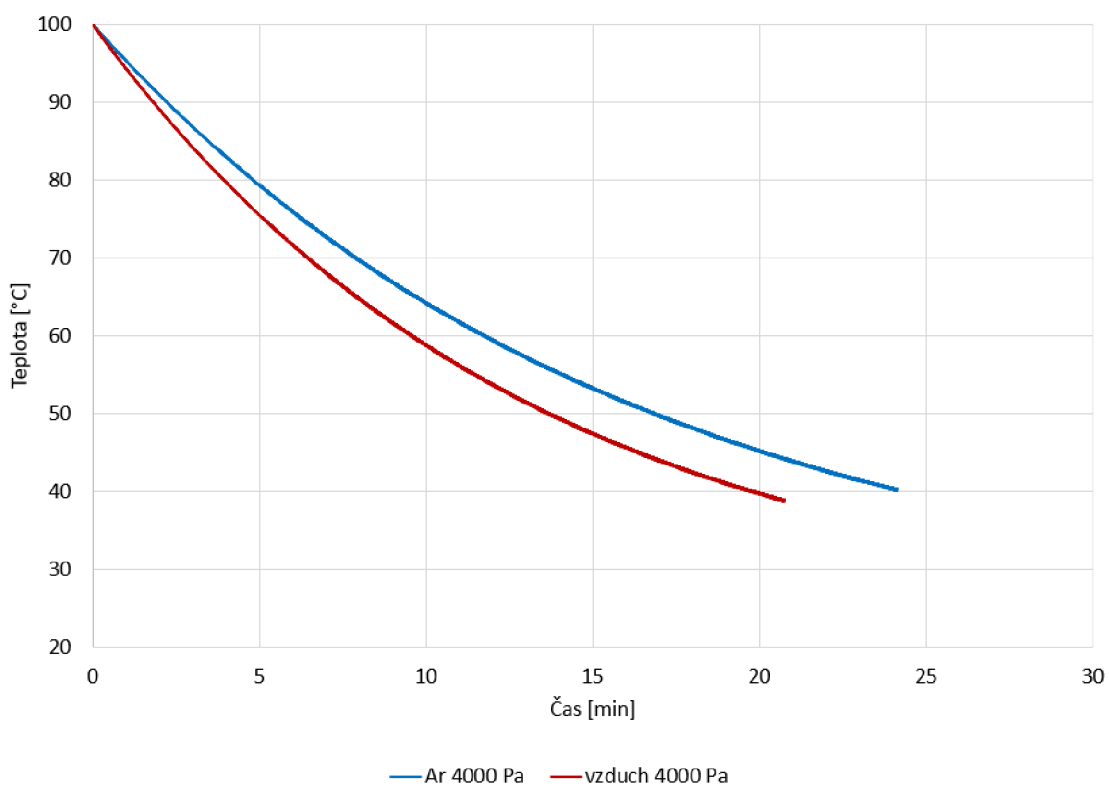
Příloha B - Výsledky srovnání chlazení Cu ve vzduchu a Argonu



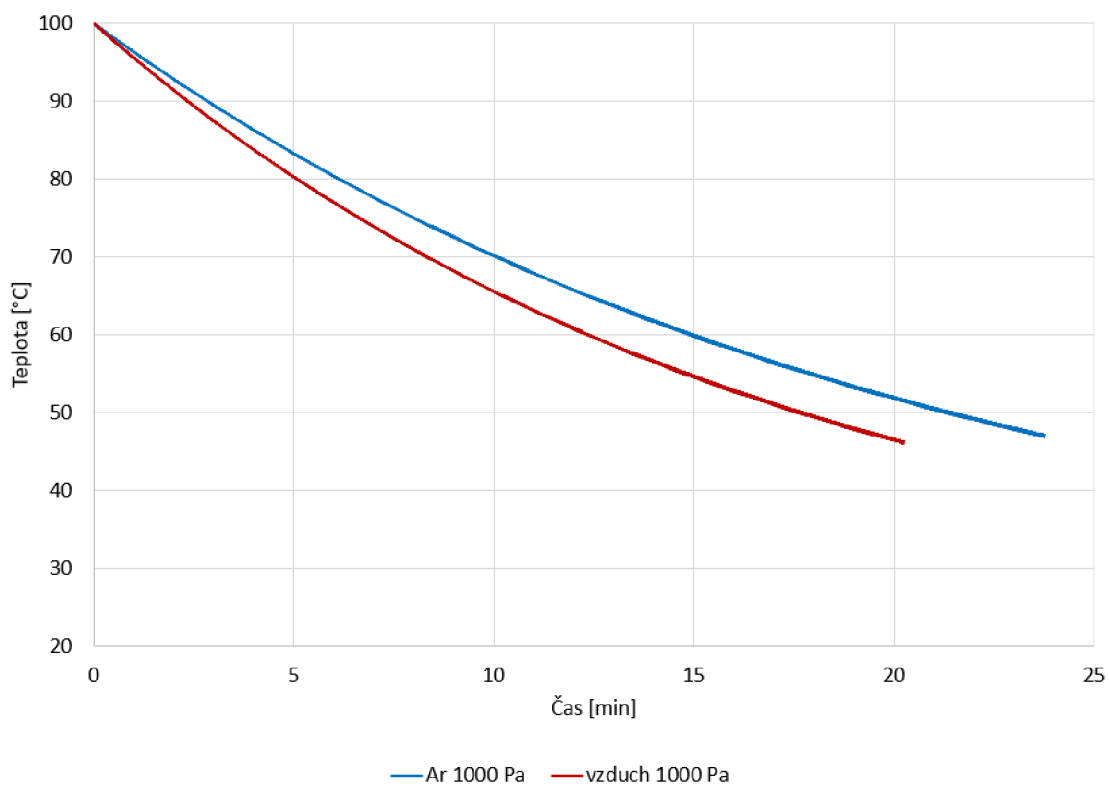
Obrázek 0.39 Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (Atmosférický tlak)



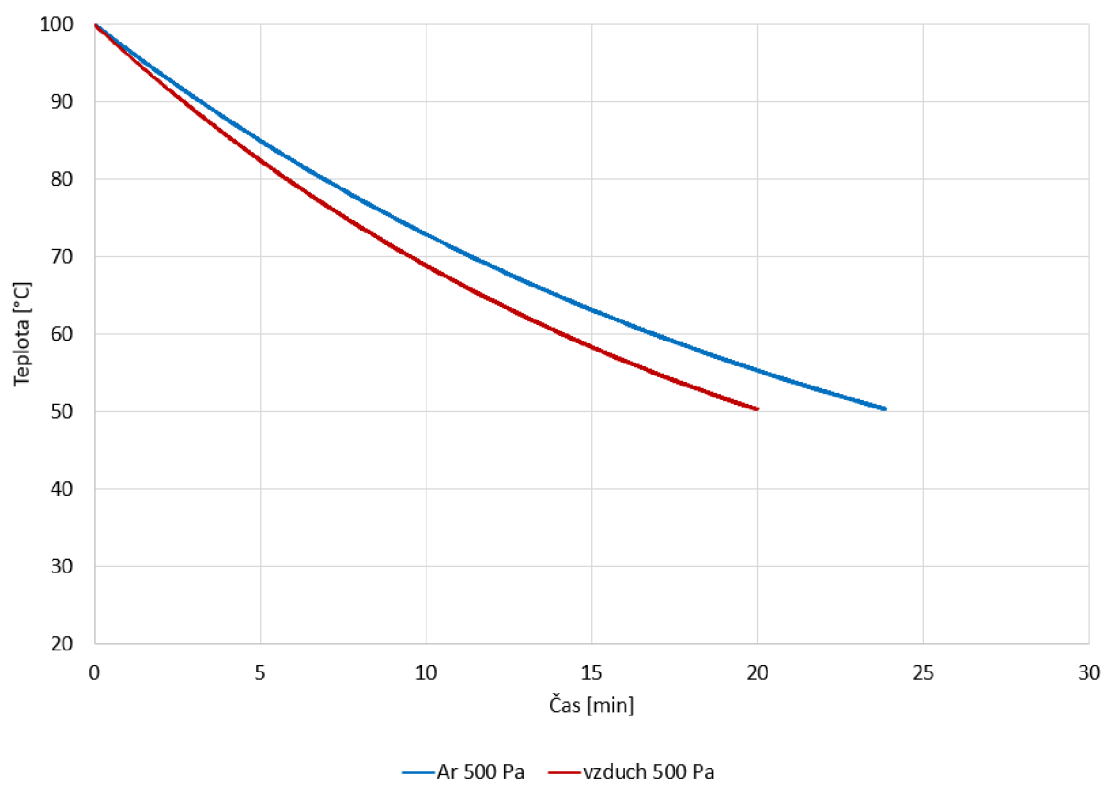
Obrázek 0.40 Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (7000 Pa)



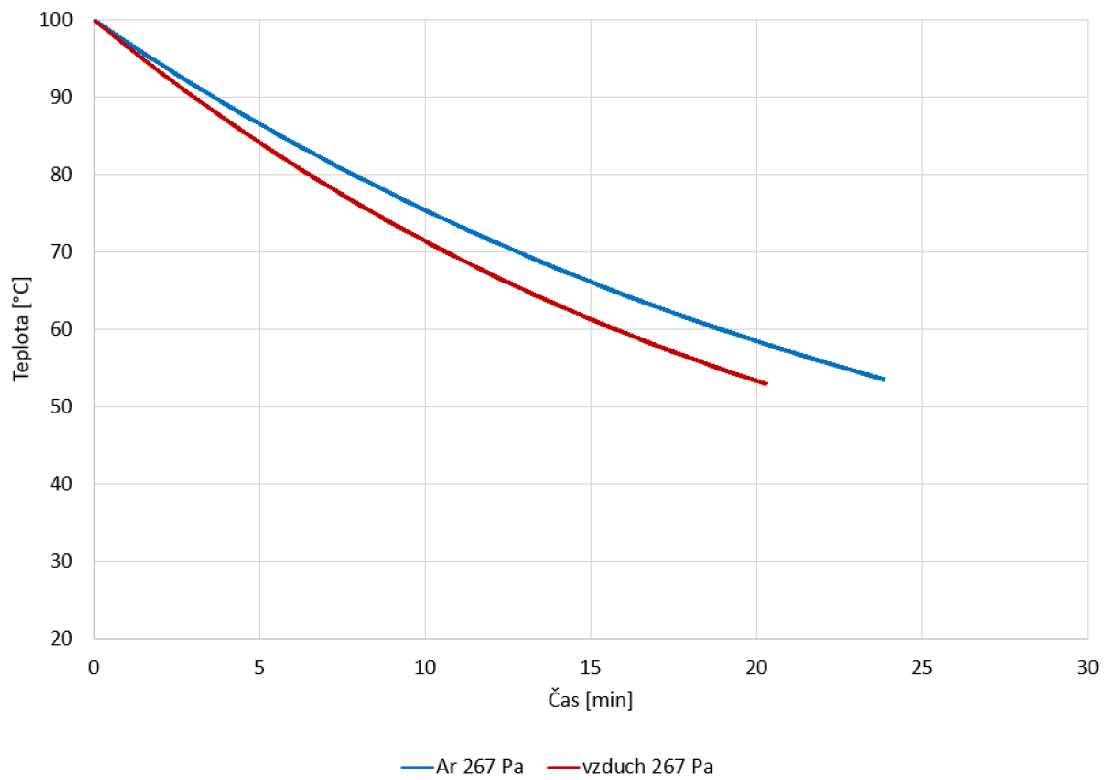
Obrázek 0.41 Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (4000 Pa)



Obrázek 0.42 Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (1000 Pa)



Obrázek 0.43 Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (500 Pa)



Obrázek 0.44 Porovnání průběhů chlazení vzorku ve dvou plynech (267 Pa)