

Využití termoakustického jevu k chlazení mikroelektronických zařízení

Disertační práce

Studijní program: Studijní obor:

Autor práce: Školitel práce: P2301 Strojní inženýrství Aplikovaná mechanika

Ing. Tomáš Tisovský prof. Ing. Tomáš Vít, Ph.D. Katedra energetických zařízení



Prohlášení

Prohlašuji, že svou disertační práci jsem vypracoval samostatně jako původní dílo s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím mé disertační práce a konzultantem.

Jsem si vědom toho, že na mou disertační práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 Sb., o právu autorském, zejména § 60 – školní dílo.

Beru na vědomí, že Technická univerzita v Liberci nezasahuje do mých autorských práv užitím mé disertační práce pro vnitřní potřebu Technické univerzity v Liberci.

Užiji-li disertační práci nebo poskytnu-li licenci k jejímu využití, jsem si vědom povinnosti informovat o této skutečnosti Technickou univerzitu v Liberci; v tomto případě má Technická univerzita v Liberci právo ode mne požadovat úhradu nákladů, které vynaložila na vytvoření díla, až do jejich skutečné výše.

Současně čestně prohlašuji, že text elektronické podoby práce vložený do IS/STAG se shoduje s textem tištěné podoby práce.

Beru na vědomí, že má disertační práce bude zveřejněna Technickou univerzitou v Liberci v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb., o vysokých školách a o změně a doplnění dalších zákonů (zákon o vysokých školách), ve znění pozdějších předpisů.

Jsem si vědom následků, které podle zákona o vysokých školách mohou vyplývat z porušení tohoto prohlášení.

15. ledna 2021

Ing. Tomáš Tisovský

Anotace

Se stále rostoucím výkonem přenosných elektronických zařízení se jedním z nejdůležitějších témat v jejich konstrukci stává otázka intenzivního chlazení mikroelektroniky. Práce se zabývá využitelností termoakustického jevu k chlazení mikroelektronických zařízení, shrnuje dosavadní poznatky a moderní postupy v oblasti chlazení mikroelektronických systémů a představuje termoakustické chlazení jako jednu z alternativních cest snižování teploty mikroelektronických zařízení. Práce detailně popisuje důsledky miniaturizace termoakustických zařízení z pohledu mechaniky tekutin. Za tímto účelem byly zvoleny vhodné fyzikální modely a sestaven algoritmus pro numerické simulace akustických a termoakustických rezonátorů. Součástí práce je validace numerického modelu jednoduchého termoakustického zařízení.

Klíčová slova: termoakustika, DeltaEC, OpenFOAM, chlazení, mikroelektronika

Annotation

With increasing power demand of portable electronic devices, the question of intensive cooling of microelectronic devices becomes one of the most important considerations in regards to their design. This study deals with applicability of thermoacoustic effect in cooling of microelectronic devices, it summarizes current findings and modern approaches in the field of cooling of microelectronic systems and it introduces thermoacoustic cooling as an alternative method to decrease operating temperature of microelectronic devices. The consequences of miniaturization of thermoacoustic devices from the point of view of fluid mechanics are discussed in detail. In order to quantify the consequences of miniaturization, appropriate physical models were chosen and an algorithm for numerical modeling of cooling processes in microelectronics was assembled. The study contains validation example of simple thermoacoustic devices.

Keywords: thermoacoustics, DeltaEC, OpenFOAM, cooling, microelectronics

Cíle disertační práce

Byly definovány následující cíle této disertační práce:

- Souhrn metod chlazení mikroelektronických zařízení a diskuze využitelnosti termoakustického jevu v chlazení mikroelektronických zařízení.
- Analýza fyzikálních jevů uplatňujících se při aplikaci termoakustiky k chlazení mikroelektronických zařízení.
- Návrh procedury modelování miniaturních termoakustických zařízení a její validace.
- Vizualizace a diskuze výsledků.

Cílem disertační práce je nejen vnést lepší porozumnění do možností využití termoakustiky pro chlazení mikroelektronických zařízení, ale také návrh metodiky detailního modelování termoakustických zařízení. To má význam především v situacích, kdy hrají klíčovou roli nelineární efekty nebo kdy je teplotní pole v termoakustickém zařízení trojrozměrné.

Práce se zabývá výlučně termoakustickými zařízeními pracujícími na principu stojatého vlnění.

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval všem, kteří přispěli k dokončení následující práce.

Tato práce byla částečně podpořena Studentskou grantovou soutěží Technické univerzity v Liberci v rámci projektu č. SGS-2019-5073.

Obsah

Seznam veličin 9					
\mathbf{Se}	znan	n zkratek	13		
1	Úvod				
	1.1	Chlazení mikroelektronických zařízení	14		
	1.2	Přehled způsobů chlazení mikroelektronických zařízení	15		
		1.2.1 Tradiční metody chlazení elektronických zařízení	15		
		1.2.2 Nové technologie chlazení mikroelektronických zařízení	17		
	1.3	Nové a tradiční pracovní tekutiny	18		
	1.4	Chlazení mikroelektronických zařízení s využitím termoakustického			
		jevu	19		
		1.4.1 Aplikace termoakustického jevu v chlazení	19		
		1.4.2 Miniaturizace termoakustických zařízení	20		
	1.5	Vymezení postupu řešení	20		
2	Aku	stické procesy	22		
	2.1	Rovnice lineární akustiky	22		
		2.1.1 Vliv ztrát	23		
		2.1.2 Akustická intenzita	26		
	2.2	Nelineární akustické procesy	26		
		2.2.1 Akustické středoproudy	26		
		2.2.2 Vyšší harmonické složky	27		
		2.2.3 Turbulence	28		
3	Úvo	d do termoakustiky	30		
	3.1	Princip termoakustického chlazení v zařízeních se stojatou vlnou	30		
4	Teri	noakustická zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení	39		
	4.1	Termoakustická zařízení vhodná k chlazení mikroelektronických			
		zařízení	39		
	4.2	Návrh testovacího termoakustického zařízení k chlazení			
		mikroelektronických zařízení	42		
		4.2.1 Rozměry a parametry navrženého zařízení	43		
		4.2.2 Parametr jakosti rezonátoru	45		
	4.3	Důsledky miniaturizace termoakustických zařízení	45		

5	Modelování termoakustických procesů v DeltaEC					
	5.1	1 Rottova lineární teorie termoakustiky				
	5.2	Akust	ický model porovnávacího rezonátoru	48		
	5.3	Termo	pakustický model zařízení k chlazení mikroelektronickcých zařízení	50		
6	Mo	delovái	ní termoakustických procesů v OpenFOAMu	57		
	6.1	Úvod	do výpočetní dynamiky tekutin	57		
	6.2	Úvod	do OpenFOAMu	58		
	6.3	Řešen	é rovnice	59		
		6.3.1	Předpoklad kontinua a jeho limitace	60		
		6.3.2	Kompletní výčet rovnic	61		
	6.4	Diskre	etizace rovnic a jejich řešení	63		
		6.4.1	Prostorová a časová diskretizace	63		
		6.4.2	Řešení diskretizovaných rovnic	66		
	6.5	Model	ování akustických procesů v OpenFOAMu	67		
		6.5.1	Metoda využívající dynamické sítě	67		
		6.5.2	Metoda rezonátoru umístěného v neinerciální vstažné soustavě	68		
	6.6	Vyhod	lnocení signálu v časové oblasti	69		
7	Zho	dnoce	ní a vizualizace výsledků - akustické procesy	70		
	7.1	Nume	rické simulace - rezonanční buzení v lineárním režimu	70		
		7.1.1	Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti	70		
		7.1.2	Vyhodnocení v prostorové oblasti	73		
		7.1.3	Porovnání se simulací v DeltaEC	74		
		7.1.4	Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění	75		
	7.2	Nume	rické simulace - rezonanční buzení v nelineárním režimu	76		
		7.2.1	Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti	76		
		7.2.2	Vyhodnocení v prostorové oblasti	78		
		7.2.3	Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění	81		
8	Zho	dnoce	ní a vizualizace výsledků - termoakustické procesy	82		
	8.1	Koneč	něobjemový model termoakustického článku	82		
		8.1.1	Výpočetní síť	82		
		8.1.2	Okrajové podmínky	82		
		8.1.3	Model termoakustického článku	84		
		8.1.4	Geometrické varianty	84		
	8.2	Valida	ční model 2D termoakustického článku	85		
	8.3	2D mc	odel termoakustického článku - lineární režim	87		
		8.3.1	Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti	87		
		8.3.2	Vyhodnocení z hlediska časově středovaných veličin	88		
		8.3.3	Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění	90		
	8.4	2D mo	odel termoakustického článku - nelineární režim	91		
		8.4.1	Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti	91		
		8.4.2	Vyhodnocení z hlediska časově středovaných veličin $\ .\ .\ .$	93		
		8.4.3	Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění	96		

	8.5 3D model termoakustického článku			. 97
		8.5.1	Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti	. 97
		8.5.2	Vyhodnocení z hlediska časově středovaných veličin	. 98
		8.5.3	Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění	101
9	Závě	ér		103
10	10 Další směry výzkumu			
Po	užitá	i litera	itura	112
\mathbf{A}	Vlas	stní pu	blikace autora	113

Seznam veličin

Veličina	Jednotka	Popis
ā	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}^2}\right]$	vektor zrychlení
a_z	$\left[\frac{m}{s^2}\right]$	složka zrychlení ve směru osy z
a_0	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{S}^2}\right]$	amplituda zrychlení
A	$[m^2]$	plocha
С	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right]$	rychlost zvuku v plynu
c_p	$\left[\frac{J}{kgK}\right]$	izobarická měrná tepelná kapacita plynu
C_{s}	$\left[\frac{J}{kgK}\right]$	měrná tepelná kapacita pevného tělesa
c_v	$\left[\frac{J}{kgK}\right]$	izochorická měrná tepelná kapacita plynu
Co	[1]	Courantovo číslo
D	[m]	průměr, resp. charakteristický rozměr
Di_p	[1]	difuzivní číslo plynu
Di_s	[1]	difuzivní číslo pevného tělesa
e_z	[m]	výchylka částice z rovnovážné polohy ve směru osy z
$e_{z_{01}}$	[m]	maximální amplituda výchylky částice z rovnovážné polohy ve směru osy z
e_{z_1}	[m]	časová amplituda výchylky částice z rovnovážné polohy
e_z	[Hz]	výchylka částice z rovnovážné polohy ve směru osy z
Ė	[W]	akustický výkon
f	[Hz]	frekvence
g	[m]	koeficient teplotního skoku
\vec{g}	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{S}^2}\right]$	vektor gravitačního zrychlení

h	$\left[\frac{J}{kg}\right]$	měrná entalpie
Η	[W]	tok entalpie
k	$\left[\frac{1}{m}\right]$	vlnové číslo
k_p	$\left[\frac{W}{mK}\right]$	tepelná vodivost plynu
k_s	$\left[\frac{W}{mK}\right]$	tepelná vodivost pevného tělesa
Kn	[1]	Knudsenovo číslo
L	[m]	délka
m	[kg]	hmotnost plynu v rezonátoru
N_L	[1]	Lautrecovo číslo
0	[m]	obvod
p	[Pa]	statický tlak
p_a	[Pa]	akustický tlak
p_{01}	[Pa]	maximální amplituda statického tlaku
p_1	[Pa]	časová amplituda statického tlaku
p_{rgh}	[Pa]	modifikovaný statický tlak
p_{str}	[Pa]	střední statický tlak
\dot{q}	$[\frac{W}{m^2}]$	plošná hustota tepelného toku
$\dot{\vec{q}}$	$[\frac{W}{m^2}]$	vektor plošné hustoty tepelného toku
Q	[J]	teplo
\dot{Q}	[W]	tepelný výkon
Q_R	[1]	faktor jakosti rezonátoru
Q_S	[J]	nízko potenciální teplo
Q_T	[J]	vysoko potenciální teplo
\vec{r}	[m]	polohový vektor
r	$\left[\frac{J}{kgK}\right]$	měrná plynová konstanta
r_0	[m]	hydraulický poloměr
Re	[1]	Reynoldsovo číslo
S	$\left[\frac{J}{K}\right]$	entropie
t	[s]	čas

Т	[K]	termodynamická teplota
T_{str}	[K]	střední termodynamická teplota
V	$[m^3]$	objem
v_x	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right]$	složka vektoru rychlosti ve směru osy x
v_y	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right]$	složka vektoru rychlosti ve směru osy y
v_z	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right]$	složka vektoru rychlosti ve směru osy z
$v_{z_{01}}$	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right]$	maximální amplituda rychlosti částice ve směru osy z
v_{z_1}	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right]$	časová amplituda rychlosti částice ve směru osy z
\vec{v}	$\left[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{s}}\right]$	vektor rychlosti
\dot{V}	$\left[\frac{\mathrm{m}^{3}}{\mathrm{s}}\right]$	objemový tok plochou kolmou na osu rezonátoru
$\dot{V_{01}}$	$\left[\frac{\mathrm{m}^{3}}{\mathrm{s}}\right]$	maximální amplituda objemového toku plochou kolmou na osu rezonátoru
\dot{V}_1	$\left[\frac{\mathrm{m}^{3}}{\mathrm{s}}\right]$	časová amplituda objemového toku plochou kolmou na osu rezonátoru
W	[J]	práce
x	[m]	prostorová souřadnice podél osy x
y	[m]	prostorová souřadnice podél osy y
z	[m]	prostorová souřadnice podél osy z
Z_0	[m]	amplituda výchylky
α	[1]	absorpční koeficient
α_k	[1]	absorpční ko eficient související s vedením tepla v plynu $% \mathcal{A}(\mathcal{A})$
α_{ks}	[1]	absorpční koeficient související s vedením tepla mezi plynem a pevnou stěnou
$\alpha_{\nu s}$	[1]	absorpční koeficient související s viskozními procesy v blízkosti pevné stěny
α_{ν}	[1]	absorpční koeficient související s viskozními procesy v plynu
α_N	$\left[\frac{W}{m^2K}\right]$	koeficient přestupu tepla
α_s	[1]	absorpční koeficient související s existencí stěny
β_p	$\left[\frac{1}{K}\right]$	koeficient izobarické teplotní roztažnosti
δ	[m]	tloušťka
δ_k	[m]	tloušťka tepelné penetrační vrtvy

δ_{ν}	[m]	tloušťka viskozní penetrační vrtvy
Δ_f	[1]	fázový rozdíl
Δ_r	[m]	vzdálenost sousedních uzlů sítě
Δt	[s]	velikost časového kroku
ΔT	[K]	rozdíl teplot
Δx	[m]	vzdálenost sousedních uzlů sítě ve směru osy x
Δy	[m]	vzdálenost sousedních uzlů sítě ve směru osy x
Δz	[m]	vzdálenost sousedních uzlů sítě ve směru osy x
ϵ_{CH}	[1]	chladicí faktor
η	[1]	účinnost
κ	[1]	Poissonovo číslo
λ	[m]	vlnová délka
λ_m	[m]	střední volná dráha
μ	[Pa.s]	dynamická viskozita
μ_B	[Pa.s]	druhá (dynamická) viskozita
ν	$\left[\frac{m^2}{s}\right]$	kinematická viskozita
ξ	$\left[\frac{\mathrm{m}^2}{\mathrm{s}}\right]$	koeficient smyku
ρ	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	hustota plynu
ρ_s	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	hustota pevného tělesa
ρ_{str}	$\left[\frac{\text{kg}}{\text{m}^3}\right]$	střední hustota plynu
$\vec{\vec{\tau}}$	[Pa]	tenzor smykových napětí
τ	[s]	relaxační čas
$ au_k$	[s]	relaxační čas související s vedením tepla v plynu
$ au_{ u}$	[s]	relaxační čas související s viskozními procesy
ω	$\left[\frac{1}{S}\right]$	úhlová frekvence

Seznam zkratek

- 1D Jednodimenzionální
- 2D Dvoudimenzionální
- 3D Třídimenzionální
- CFD Výpočetní mechanika tekutin (z anglického Computational Fluid Dynamics)
- **DLI** Direct liquid immersion
- **DPS** Deska plošných spojů (anglicky PCB)
- **DSMC** Direct Simulation Monte Carlo
- CMOS Complementary Metal–Oxide–Semiconductor
- **EFA** Elektrostatické urychlovače tekutin (z anglického Electrostatic fluid accelerators)
- MKO Metoda konečných objemů
- **NIST** National Institute of Standards and Technology
- **PDR** Parciální diferenciální rovnice
- $\mathbf{T}\mathbf{A}$ Termoakustika

1 Úvod

1.1 Chlazení mikroelektronických zařízení

Elektronická zařízení jako jsou osobní počítače, servery, mobilní telefony a jiné mají často komponenty jako jsou procesory, mikročipy nebo integrované obvody. Všechny tyto komponenty produkují tepelnou energii. Pokud není generované teplo kontinuálně odváděno, elektronická zařízení se mohou přehřát, což vede od omezení výkonnosti zařízení až k jeho poškození. Aby byla teplota mikroelektronického zařízení udržována v přípustých mezích, musí docházet k dostatečnému odvodu tepla do jeho okolí.

V posledních desetiletích prošly procesory počítačů značným vývojem. V osmdesátých letech minulého století, kdy na svém povrchu generovaly hustoty tepelných toků řádově pouze 0.01 $\frac{W}{mm^2}$, byl potřebný výkon pohodlně odveditelný přirozenou konvekcí. Začátkem devadesátých let dvacátého století zůstávala přirozená konvekce stále upřednostňovaným způsobem odvodu přebytečného tepla, nicméně již bylo nutné vybavit skříň procesoru dodatečnými žebry, aby bylo možno dosáhnout požadovaného odvodu tepla. Hustota tepelného toku zde byla řádově 0.05 $\frac{W}{mm^2}$. V dalších letech již bylo třeba využít nucené konvekce a v počítačové technice se začaly uplatňovat ventilátory. V současné době jsou vysoké hodnoty hustoty tepelného toku jedním z hlavních hledisek při návrhu procesoru, přičemž již nyní jsou svou velikostí srovnatelné s hustotami tepelných výkonů v nukleárních reaktorech. Jde tedy o hodnoty řádově 2 $\frac{W}{mm^2}$. [1]

Rapidní rozvoj mikroelektronických zařízení v posledních letech jde ruku v ruce se stále se zvyšujícími požadavky na technologie chlazení těchto zařízení. Konvenční rotační ventilátory již nestačí splňovat nároky na termoregulaci moderních zařízení a z tohoto důvodu získávají stále větší popularitu moderní technologie chlazení. Disipace tepla v mikro zařízeních jako jsou integrované obvody nebo MEMS vzbuzuje stále větší zájem.

Gordon Moore, zakladatel společnosti Intel Corporation, v roce 1965 předpověděl trend vývoje výpočetní techniky. Moore na základě pozorování vznikajícího trendu extrapoloval exponenciální nárůst ve výkonu a exponenciální pokles v relativní ceně výpočetní techniky [2]. Miniaturizace výpočetní techniky je nevyhnutelným důsledkem takového trendu a je zajištěna vývojem CMOS technologie (Complementary Metal–Oxide–Semiconductor), která se používá mimo jiné k výrobě procesorů [3]. Trend předpovězený Gordonem Moorem je dlouhodobě neudržitelný především z důvodu omezení daných kvantovou fyzikou, nicméně již nyní lze pozorovat odchylky od Moorova trendu částečně způsobené vzrůstajícími nároky na chlazení mikroelektronických zařízení. První známky porušení Mooreova trendu lze nalést zhruba před deseti lety, kdy velikost tranzistorů menších než 90 nm vedla k jejich přehřívání. [4]

S pokračujícím trendem snižování rozměrů elektronických zařízení lze očekávat, že komponenty zajišťující přívod energie budou pokrývat stale větší část plochy desky plošných spojů (DPS). Taková miniaturizace má zároveň za následek stále vyšší plošné hustoty tepelného toku a tím i vyšší nároky na chladicí zařízení.

Už v roce 2007 představovalo v mikroelektronickém průmyslu odvedení specifického tepelného toku 300 $\frac{W}{cm^2}$ při maximální teplotě 85°C značný problém. [5] Teplota sama přitom má zásadní vliv na výkonnost a spolehlivost mikroelektronických zařízení. Ukazuje se, že poruchovost elektronických zařízení roste téměř exponenciálně s provozní teplotou. [6], [7] Výhody chlazení mikroelektronických zařízení v počítačové technice na velmi nízké teploty, a s tím spojené problémy, shrnuje ve své práci Ellsworth. [8]

Zhruba lze říci, že poruchovost klesne při snížení provozní teploty o 10°C na polovinu. [9] Zvýšení teploty je problematické i z hlediska pozitivní vazby mezi teplotou a disipovaným výkonem. Zvýší-li se teplota čipu, zvýší se disipovaný výkon, což vede k dalšímu nárůstu teploty. [10]

Výzvu v oblasti chlazení mikroelektronických zařízení představují především malá přenosná zařízení jako jsou tablety nebo notebooky. Dokonce i mobilní telefony v posledních letech začínají dosahovat výpočetních výkonů stolních počítačů ne příliš vzdálené minulosti. Analýza počítačového trhu ukazuje rapidní nárůst celosvětové produkce těchto malých zařízení [11]. To vyvolává požadavek na účinná chladicí zařízení odpovídající svou velikostí, spolehlivostí, hlučností a kapacitou pro přenos tepla požadavkům trhu.

Pro zajímavost, Michigan Micro Mote je svým objemem 1 mm³ nejmenším autonomním počítačem na světě [12].

1.2 Přehled způsobů chlazení mikroelektronických zařízení

Tato podkapitola shrnuje tradiční a nekonvenční metody chlazení mikroelektronických zařízení.

Z hlediska nových metod chlazení mikroelektronických zařízení jsou patrné dva trendy vedoucí k vyšší efektivitě chlazení. [13] První se soustředí na snižování tepelných odporů na rozhraních (snižování počtu vrstev materiálu, resp. snižování tlouštěk těchto vrstev), zatímco druhá metoda spočívá ve zvyšování množství tepla přeneseného mezi pracovní tekutinou a výměníkem tepla za jednotku času.

1.2.1 Tradiční metody chlazení elektronických zařízení

Z hlediska efektivity přenosu tepla je pořadí tradičních metod chlazení elektronických zařízení následující:

- Radiace a přirozená konvekce
- Nucená konvekce vzduch
- Nucená konvekce kapalina
- Změna skupenství var

Přirozená konvekce, ač nejméně efektivní, je výhodná z hlediska ceny, jednoduchosti a spolehlivosti.

Tabulka 1.1 udává dosažitelné koeficienty přestupu tepla z pohledu nejvíce rozšířených pracovních tekutin [10]

Způsob chlazení	α_N - vzduch	α_N - voda
Volná konvekce	5 - 100	100 - 1200
Nucená konvekce	10 - 350	500 - 3000
Var	-	3000 - 100000

Tabulka 1.1: Tradiční přístupy k chlazení elektronických zařízení

Další možností je přímé ponoření čipu v kapalině. Tato metoda je známá pod zkratkou DLI (z anglického Direct Liquid Immersion).

Typicky je při použití jiných pracovních tekutin než vzduchu nutné odvést teplo z ohřáté pracovní tekutiny do okolí. Toho je ve většině případů dosahováno skrze výměník tepla nucenou konvekcí vzduchu.

Následující sekce krátce shrnují výhody a nevýhody tradičních metod chlazení mikroelektronických zařízení.

Přirozená konvekce vzduchu

Přirozená konvekce jako hlavní proces chlazení se uplatní v aplikacích s nízkými hustotami tepelných toků. Mezi hlavní výhody přirozené konvekce patří nízká cena, vysoká spolehlivost a jednoduchost a tichý provoz. Významnou nevýhodou jsou nízké dosažitelné hodnoty koeficientu přenosu tepla.

Pří návrhu systému chlazení s přirozenou konvekcí vzduchu je nutné vzít v úvahu významný podíl radiace na celkovém odváděném tepelném toku.

Nucená konvekce vzduchu

Nucená konvekce vzduchu je velmi rozšířenou metodou chlazení mikroelektronických zařízení. Jedná se o spolehlivou metodu nevyžadující velkou údržbu. Vyznačuje se relativně jednoduchým návrhem a instalací. Mezi nevýhody lze stále zahrnout poměrně nízký koeficient přestupu tepla. Významnou nevýhodou je hlučnost.

Nejrozšířenějším řešením chlazení elektronických zařízení je využítí rotačních ventilátorů s přidruženým tepelným výměníkem, který slouží ke zvýšení plochy ofukované ventilátorem. Mimoto existují i další techniky chlazení na bázi nucené konvekce. Mnohá malá elektronická zařízení jako jsou mobily [14] nebo notebooky [14], [15], [16] úspěšně demonstrují využití elektrostatických tekutinových

urychlovačů (z anglického electrostatic fluid accelerators – EFA), piezoelektrických ventilátorů a syntetických proudů.

Mezi techniky chlazení s nucenou konvekcí vzduchu se řadí i termoakustické chlazení.

Nucená konvekce tekutiny (voda/olej)

Nucená konvekce tekutiny vyžaduje ke svému fungování zdroj tlakové kapaliny (pumpu). Výhodou je výrazně vyšší koeficient přestupu tepla oproti nucené konvekci vzduchu. Tato metoda produkuje hluk (díky provozu pumpy) a oproti nucené konvekci vzduchu je výrazně dražší. K celkové ceně přispívají pumpa, pracovní tekutina, instalace a údržba.

Var

Metoda varu využívá přeměny skupenství k odvodu tepla z chlazeného zařízení. Z hlediska odvodu tepla se jedná o nejlepší z tradičních technologií. Nevýhodou je vysoká cena, kterou společně udávají požadavek na specifické pracovní tekutiny, relativně složitá instalace, údržba a citlivost na okolní klimatické podmínky.

1.2.2 Nové technologie chlazení mikroelektronických zařízení

Nové technologie chlazení mikroelektronických zařízení lze klasifikovat na základě různých kritérií. Základním rozdělením je rozdělení na aktivní a pasivní způsoby chlazení. Aktivní chlazení vyžaduje pumpy nebo kompresory zatímco pasivní chlazení využívá kapilárních jevů nebo vztlaku k urychlení pracovní tekutiny. Následující řádky krátce popisují vybrané nové technologie chlazení mikroelektronických zařízení.

Tepelná trubice (z anglického heat pipe)

Tepelné trubice fungují na bázi přeměny skupenství pracovní tekutiny. Miliony tepelných trubic určených k chlazení CPU a počítačů jsou vyrobeny každý měsíc.[17] Tepelné trubice zároveň prokazují potenciál k miniaturizaci. [18]

Princip fungování tepelné trubice je založen na změně skupenství v uzavřené kovové obálce. Jedné straně trubice, výparníku, je přivedeno teplo, v důsledku čehož dojde k přeměně pracovní tekutiny do plynného skupenství. Ve výparníku roste tlak a dochází k proudění plynu z výparníku na druhou stranu trubice do kondenzátoru. Tam je pracovnímu plynu odvedeno teplo a dochází ke kondenzaci. Kondenzát je přiváděn zpět do výparníku díky kapilární vzlínavosti.

Mezi hlavní charakteristiky tepelných trubic patří jejich vysoká spolehlivost daná absencí pohybujících se částí. Dále nevyžadují vnější zdroj energie (s vyjímkou tepla přiváděného z chlazené komponenty) a neprodukují hluk. Zároveň pracují jako uzavřený systém, čímž jsou eliminovány možné nežádoucí vlivy na chlazené zařízení nebo jeho okolí. Tepelné trubice mohou pracovat i s malými rozdíly teplot.

Chlazení mikrokanály (z anglického Microchannels based cooling)

Jako mikrokanály jsou typicky označovány kanálky s charakteristických rozměrem v řádech desítek až stovek mikrometrů. Mikrokanály jsou z hlediska přenosu tepla mnohem efektivnější než konvenční výměníky tepla. Systém mikrokanálků s nucenou konvekcí chladicí kapaliny je navíc integrovatelný přímo na čip mikroprocesoru. [19]

Termoelektrické chlazení

Termoelektrický chladič generuje tepelný tok mezi spoji dvou různých polovodičů. Celé zařízení pracuje na principu termoelektrického jevu. Stejnosměrný rozdíl potenciálů je aplikován mezi spoji polovodičů a výsledkem je ustavení rozdílu tepot mezi těmito spoji.

Hlavní výhody termoelektrického chladiče jsou absence pohybujících se částí, životnost, spolehlivost a malé rozměry. Zároveň jsou bezpečné vůči životnímu prostředí a jsou schopny dosáhnout teplot pod teplotou okolí. Naproti tomu nevýhodou je vysoká cena a nízká účinnost. [20]

1.3 Nové a tradiční pracovní tekutiny

Tato podkapitola se ve stručnosti zabývá pracovními tekutinami vhodnými k využití v systémech pro chlazení mikroelektronických zařízení.

Miniaturizace a rostoucí požadavky na výkonnost a spolehlivost elektronických zařízení vedou k potřebě odvodu stále vyšších hustot tepelných toků. Konvenční technologie chlazení a tradiční pracovní tekutiny již nejsou schopny tento požadavek splnit. Tradičních pracovní tekutiny jako je vzduch, voda nebo olej nemají vyhovující termofyzikální vlastnosti, především ale nejen jde o tepelnou vodivost. K dosažení hustoty tepelného toku 100 $\frac{W}{cm^2}$ při rozdílu teplot 50 K je třeba koeficientu přestupu tepla 20 000 $\frac{W}{m^2 K}$, což je s tradičními pracovními tekutinami nemožné. [21] Jednou ze skupin tekutin, jejichž termofyzikální vlastnosti dávají příslib lepších

Jednou ze skupin tekutin, jejichž termofyzikální vlastnosti dávají příslib lepších dosažitelných hodnot koeficientu přestupu tepla, jsou nanotekutiny (z anglického nanofluids). Jedná se o suspenze částic o velikosti řádu desítek nanometrů v tradičních pracovních tekutinách (např. ve vodě nebo v olejích). Dle [22] mají nanotekutiny potenciál dosáhnout koeficientů přestupu tepla potřebných k uchlazení moderních mikroelektronických zařízení. Z hlediska termoakustiky jsou zajímavé nanotekutiny na bázi plynů. Ty jsou označovány jako nanoaerosoly.

Z pohledu termofyzikálních vlastností vykazují nanotekutiny lepší teplotní vodivost, tepelnou vodivost a viskozitu než jejich základní tekutiny. [23]

Koeficient přestupu tepla při použití nanotekutiny namísto základní tekutiny je vyšší a dále roste s rostoucím podílem nanočástic v základní tekutině a s rostoucím Reynoldsovým číslem. Navýšení koeficientu přestupu tepla je větší v turbulentním než v laminárním režimu. [24]

1.4 Chlazení mikroelektronických zařízení s využitím termoakustického jevu

1.4.1 Aplikace termoakustického jevu v chlazení

Termoakustické chladicí zařízení využívá oscilací tlaku a rychlosti a jejich fázového posuvu v poli akustického vlnění k chlazení. Obráceným postupem lze za určitých podmínek využít nízkopotenciálního a vysokopotenciálního zdroje tepla k vygenerování zvukové vlny. Zařízení pracující v tomto režimu je známo jako termoakustický motor.

Za první zmínku o termoakustickém motoru lze chápat Rayleighovo práci [25] z 19. století, kde byl formulován princip termoakustické nestability. Termoakustické chlazení bylo poprvé demonstrováno roku 1975 v práci Merkiho a Thomanna [26].

V osmdesátých letech 20. století vznikl v Los Alamos National Laboratorz termoakustický motor o délce 4320 mm a o průměru 127 mm, jehož náplní bylo hélium a zařízení dosáhlo akustického výkonu 630 W z tepelného příkonu 7 kW. Měření výkonu, přiváděného tepelného toku, teplot horkého a studeného konce stacku a amplitudy tlaku ukázaly, že lineární teorie termoakustiky dobře predikuje výsledky při nízkých výkonech. Nicméně při vyšších výkonech již změřené hodnoty nesouhlasí s předpovědi lineární teorie. [27]

Na Naval Postgraduate School (NPS) v Kalifornii bylo pod názvem The Space Thermoacoustic Refrigerator (STAR) vyvinuto termoakustické chladicí zařízení dosahující 80 K teplotního rozdílu na stacku a tepelného výkonu 4 W. Toto zařízení bylo v roce 1992 testováno při misi raketoplánu Discovery. [28]

Termoakustická zařízení našla své využítí také v oblasti chlazení elektronických komponent. Chladicí zařízení vyvinuté v Naval Postgraduate School (SETAC) sloužilo k chlazení radarové elektroniky na palubě lodi USS Deyo v roce 1995. Toto zařízení dosáhlo stabilního chladicího výkonu 400 W. [29]

Vysoce výkoná termoakustická chladicí zařízení jsou využívána mimo jiné i ke zkapalňování plynů. První funkční prototyp termoakustického zkapalňovacího zařízení byl sestaven v roce 1998. Toto zařízení využívalo energii získanou spalováním zemního plynu k jeho zkapalnění, přičemž dokázalo spálit 60% zemního plynu, aby zkapalnilo zbylých 40%. [30]

V současné době jsou zřejmě nejpokročilejšími zařízeními, a to především z hlediska dosažitelného výkonu, termoakustická chladicí zařízení s pulzní trubicí (z anglického pulse-tube refrigeraror - PTR), resp. jejich modifikace na termoakustická chladicí zařízení s pulzní trubicí a škrtící klapkou (orifice pulse-tube refrigerator - OPTR).

Swift a Radebaugh [31] sestavili v roce 1990 termoakustické chladicí zařízení s pulzní trubicí poháněné termoakustickým motorem (TADPTR - z anglického Thermoacoustically driven pulse tube refrigerator) o délce 10 m s heliem jako pracovním plynem. Provozní frekvence zařízení byla 27 Hz a v zařízení bylo dosaženo teploty 90 K.

Zvyšováním účinnosti termoakustických zařízení se zabýval projekt THATEA,

jehož cílem bylo dosáhnout 40 % teoretické Carnotovy účinnosti při převodu tepla na akustickou práci, čehož bylo také skutečně dosaženo. [32]

1.4.2 Miniaturizace termoakustických zařízení

Termokustická zařízení jsou rovněž jednou z technologií, které mají potenciál uplatnit se v chlazení mikroelektronických zařízení [33] [34].

Od 90. let minulého století začalo několik institucí zkoumat možnosti miniaturizace termoakustických zařízení. Projekt pod názvem HERETIC (z anglického Heat Removal by Thermo-integrated Cicuits), podporovaný Defense Advanced Research Projects Agency (DARPA), měl za cíl vývoj technologií k chlazení mikročipů. Termoakustickou část projektu HERETIC měli na starosti Rockwell Science Center a University of Utah [33], [35]. Hofler a Adeff představili v roce 2001 termoakustické chladicí zařízení pro chlazení integrovaných obvodů, které bylo schopno dosáhnout teplotní rozdíl 12 °C [36]. Jin a kol. v roce 2004 sestavili piezoelektricky buzené miniaturní termoakustické chladicí zařízení operující při frekvenci zhruba 4 kHz [37].

Ruku v ruce s uplatnitelností termoakustického jevu k chlazení mikroelektronických zařízení jde miniaturizace termoakustických zařízení. Ueda a Aoi odhadli minimální teplotní gradient potřebný ke vzniku termoakustických oscilací v miniaturním termoakustickém motoru a zároveň udávají optimální délku stacku z hlediska ztrát vlivem tepelné vodivosti ve stacku v daném rezonátoru. [38]

Flitcroft a kol. vyvinuli ultrasonický termoakustický motor s operační frekvencí 23 kHz, který je schopný pracovat s hladinou intenzity zvuku až 150 dB. [39]

1.5 Vymezení postupu řešení

Vsuvka z fyziky mikrosvěta

Je-li objekt rozměrově izotropický (tj. rozměry objektu jsou stejného řádu ve všech prostorových osách) s charakteristickým rozměrem L, je jím generovaný tepelný výkon úměrný jeho objemu $Q_{gen} \sim L^3$. Tepelný výkon přenesený do okolí (skrze vrstvu o tloušťce δ a ploše A) je $Q_{odv} = \frac{k_p A}{\delta} \Delta T \sim L^1$. Zde k_p je tepelná vodivost pracovního plynu a ΔT je rozdíl teplot. Ve světě malých rozměrů je L^3 výrazně menší než L^1 a je tedy patrné, že při zachování množství tepla generovaného v jednotce objemu zařízení nároky na koeficient přestupu tepla v průběhu jeho miniaturizace klesají. Uvedené úvahy jsou dobře demonstrované v přírodě. Pro malé organismy je těžké kompenzovat tepelné ztráty příjmem potravy a mají proto obecně nižší tělesnou teplotu než větší organismy. Jak naznačuje předchozí úvaha [40], potřeba chlazení mikroelektronických zařízení vypovídá o jejich extrémně vysokých hustotách tepelného výkonu.

Hustota tepelného toku je popsána Newtonovým zákonem konvekce, který vyzdvihuje závislost hustoty tepelného toku na rozdílu teploty cílového povrchu a teploty proudu v místě, kde není ovlivněna teplotou cílového povrchu. Platí

$$\dot{q} = \alpha_N \Delta T = \alpha_N (T_{stena} - T_\infty), \tag{1.1}$$

kde α_N je součinitel přestupu tepla, který zahrnuje všechny vlivy jiné, než je rozdíl teplot.

V případě chlazení elektronických zařízení je obvyklý požadavek na danou maximální teplotu, která nesmí být překročena. Dosažení co nejvyšších hustot tepelného toku z chlazené plochy lze docílit snížením teploty chladícího média, zvolením způsobu chlazení zajišťujícího co nejvyšší hodnotu součinitele přestupu tepla nebo kombinací obou postupů. Tyto úvahy tvoří základ metodiky návrhu a vyhodnocení v této práci diskutovaných termoakustických zařízení pro chlazení mikroelektronických zařízení.

2 Akustické procesy

V celé práci je používán zápis veličin, jež odlišuje komplexní veličiny od jejich reálných složek. Znaky všech komplexních veličin jsou zapsány tučně a pro jejich reálnou složku je vyhrazen ten samý znak tučně nezvýrazněný. Vlnovka značí komplexně sdruženou veličinu.

Ztráty akustické energie při šíření vlny prostorem lze rozdělit na ztráty při šíření vlny v lineárním režimu a ztráty při šíření vlny v nelineárním režimu.

Linearita, resp. nelinearita systému je v této práci posuzována vždy vzhledem ke vstupní veličině. Tou může být každá veličina, která splňuje vlnovou rovnici (viz dále). Za zmínku stojí, že vlnová rovnice nemá vždy konstantní koeficienty (např. při šíření zvukové vlny prostředím, v němž se mění rychlost zvuku), zůstává však lineární vzhledem ke vstupní veličině.

2.1 Rovnice lineární akustiky

Rovnice lineární akustiky lze odvodit s využitím rovnic 6.3, 6.4, 6.5 popisujících proudění tekutiny a rovnic modelu ideálního plynu za následujících zjednodušujících předpokladů:

- Vliv gravitace je zanedbán, což je možné díky malým rozměrům rezonátoru.
- Termofyzikální vlastnosti plynu jsou považovány za konstantní.
- Stlačitelnost pracovního plynu je zanedbána v rovnicích bilance hybnosti. Ta pak získává podobu

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v}.\nabla)\vec{v} = -\nabla p_{rgh} + \mu \vec{v}.$$
(2.1)

Zde a dále v textu je p_{rgh} nahrazen statickým tlakem p. Tyto dvě veličiny jsou v případě zanedbání gravitace zaměnitelné.

• Amplitudy akustických veličin jsou malé, konkrétně: $p_1 \ll p_{str}$ a $T_1 \ll T_{str}$

Lineární vlnová rovnice ve 3D, která popisuje šíření podélných vln
 v nevazké tekutině, má tvar $\left[41\right]$

$$\Delta p = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2}.$$
(2.2)

22

V případě šíření rovinných vln (vlnoplocha má tvar roviny) platí následující: Řešením rovnice 2.2 jsou vlny, jejichž amplitudy (resp. amplitudy veličin přímo ovlivněných šířením vlny) zůstávají v průběhu šíření vlny konstantní. Tvar vlny rovněž zůstává v průběhu šíření vlny neměnný. Rovnice 2.2 zahrnuje také vliv změn rychlosti zvuku v médiu. Rovnice 2.2 má v 1D obecné řešení ve tvaru

$$p(z,t) = f(z - ct) + g(z + ct),$$
(2.3)

kde f je v pravo postupná funkce a g je vlevo postupná funkce. Jediným požadavkem na funkce f a g je, že musí být dvakrát spojitě diferencovatelné.

2.1.1 Vliv ztrát

Disipace akustické energie probíhá třemi základními mechanismy: ztrátami vlivem viskozity, ztrátami vlivem vedení tepla a ztrátami způsobenými mezimolekulárními procesy. Viskozní ztráty se uplatní existuje-li relativní pohyb mezi sousedními částicemi tekutiny a ztráty vlivem nenulové tepelné vodivosti jsou způsobené vedením tepla mezi sousedními částicemi tekutiny o různých teplotách. Ztráty způsobené mezimolekulárními procesy zahrnují vliv přerozdělování energie mezi kinetické energie příslušné jednotlivým translačním a rotačním (vnitřním) stupňům volnosti molekul daného plynu. Molekulární tepelná relaxace nemá žádný vliv v případě šíření vlny jedno atomovým plynem (není-li střední teplota extrémně vysoká).

Objemové ztráty

Lineární ztrátová vlnová rovnice v 1D má tvar [41]

$$(1+\tau\frac{\partial}{\partial t})\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2},\tag{2.4}$$

kde τ je tzv. relaxační čas, přičemž platí

$$\tau = \tau_k + \tau_\nu, \tag{2.5}$$

kde τ_{ν} je relaxační čas spojený s viskozními procesy a τ_k je relaxační čas spojený s vlivem tepelné vodivosti plynu.

Uvedené vztahy jsou platné pouze v případě, kdy jsou disipační mechanismy slabé, tj. platí $\omega\tau<<1.$

Převedením rovnice 2.4 na Helmholtzovu ztrátovou rovnici (zapsáním řešení vlnové rovnice 2.4 ve tvaru součinu funkce času a funkce polohy a dosazením časové závislosti dané komplexní exponenciálou) dostáváme díky členu časové derivace u druhé prostorové derivace komplexní vlnové číslo \mathbf{k} , přičemž imaginární část vlnového čísla \mathbf{k} způsobuje exponenciální pokles amplitudy akustického tlaku se vzdáleností od zdroje.

Rychlost šíření vlny udává reálná část podílu úhlové frekvence a vlnového čísla, tedy

$$c = Re(\frac{\omega}{\mathbf{k}}),\tag{2.6}$$

a je závislá na frekvenci šířící se vlny. Tento jev je nazýván disperze.

Dynamická viskozita μ je mírou difuzivity hybnosti mezi oblastmi tekutiny pohybujícími se různými rychlostmi. Fyzikálním mechanismem přenosu hybnosti jsou mezimolekulární srážky.

Viskozní procesy vyžadují čas ke znovuustavení lokální termodynamické rovnováhy, je-li částice tekutiny z této rovnováhy vychýlena vlivem působení akustické vlny. Tato zpoždění způsobují disipaci akustické energie na teplo. Relaxační čas spojený s viskozními procesy (zahrnující i vliv druhé viskozity) je [41]

$$\tau_{\nu} = \frac{\frac{4}{3}\mu + \mu_B}{\rho_{str}c^2}.$$
 (2.7)

Absorpční koeficient udávající disipaci energie vlny vlivem viskozních procesů je

$$\alpha_{\nu} = \frac{\omega^2}{2\rho_{str}c^3} (\frac{4}{3}\mu + \mu_B).$$
 (2.8)

Koeficient μ_B , označovaný jako druhá viskozita, je nulový pro jednoatomové plyny (tedy i pro v této práci uvažované helium).

Dalším mechanismem přispívajícím k disipaci akustické energie jsou ztráty vlivem tepelné vodivosti.

V tekutině, jíž se šíří akustická vlna, dochází k lokálním nárůstům a poklesům teploty. Stlačené částice tekutiny mají vyšší teplotu než částice vystavené poklesu tlaku. Molekuly z oblasti o vyšší teplotě mající vyšší translační kinetickou energii difundují do oblasti o nižší teplotě, kde část své translační kinetické energie předávají prostřednictvím srážek molekulám s nižší translační kinetickou energií. Z hlediska kontinua jde o přeměnu akustické energie vlnění na teplo.

Relaxační čas spojený s vlivem tepelné vodivosti pracovního plynu je [41]

$$\tau_k = \frac{1}{\rho_{str}c^2} \frac{k_p}{c_p}.$$
(2.9)

Relaxační čas τ_k je řádově stejně velký jako relaxační čas τ_{ν} .

Absorpční koeficient udávající disipaci energie vlny vlivem účinků teplotní vodivosti je

$$\alpha_k = \frac{\omega^2}{2\rho_{str}c^3} \frac{(\kappa - 1)k_p}{c_p}.$$
(2.10)

Kombinovaný efekt ztrát akustické energie v důsledku tepelné vodivosti a viskozity lze popsat tzv. celkovým absorpčním koeficientem

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_\nu. \tag{2.11}$$

Pro helium za uvažovaných podmínek (střední hodnoty tlaku a teploty v navrženém rezonátoru) má τ hodnotu zhruba 4.10^{-11} s. Takto nízké číslo napovídá, že ztráty vlivem viskozity a tepelné vodivosti mají ve volném proudu vliv až při

frekvencích řádů stovek MHz a vyšších. Absorpční koeficient α_c má zde hodnotu zhruba $5.10^{-4} \frac{1}{m}$.

Ztráty u stěn

Za předpokladu, že příčné rozměry rezonátoru jsou řádově větší než tloušťka viskozní mezní vrstvy δ_{ν} , je absorpční koeficient zahrnující vliv viskozity při šíření rovinné akustické vlny podél stěny [41]

$$\alpha_{\nu s} = \frac{1}{r_0 c} \sqrt{\frac{\nu \omega}{2}} \tag{2.12}$$

a absorpční koeficient zahrnující vliv tepelné vodivosti při šíření rovninné akustické vlny podél stěny je [41]

$$\alpha_{ks} = \frac{1}{r_0 c} (\kappa - 1) \sqrt{\frac{k_p \omega}{2\rho_{str} c_p}}.$$
(2.13)

Ztráty akustické energie vlivem tepelné vodivosti v blízkosti stěn jsou v podstatě tím, čemu říkáme termoakustika. Jedná-li se skutečně o ztráty akustické energie nebo naopak o její navýšení udává Rayleighovo kritérium (zde přeloženo do češtiny): [25]

"Je-li teplo dodáno pracovnímu plynu v momentě jeho maximálního stlačení, nebo je-li teplo odvedeno pracovnímu plynu v momentě jeho maximálního zředění, vibrace jsou povzbuzeny. Naproti tomu je-li teplo odvedeno pracovnímu plynu v momentě jeho maximálního stlačení, nebo je-li teplo přivedeno pracovnímu plynu v momentě jeho maximálního zředění, vibrace jsou tlumeny."

Podobně jako v případě ztrát ve volném proudu lze zapsat celkový absorpční koeficient pro ztráty v mezní vrstvě rovnicí

$$\alpha_s = \alpha_{ks} + \alpha_{\nu s}.\tag{2.14}$$

Zároveň platí, že rychlost zvuku při šíření vlny podél stěny je v blízkosti stěny nižší než ve volném proudu. Relativní pokles rychlosti zvuku je

$$\frac{c_{\infty} - c}{c_{\infty}} \approx \frac{\left(1 + \frac{\kappa}{\sqrt{Pr}}\right)\delta_{\nu}}{2r_0}.$$
(2.15)

Absorpční koeficient α_s má za uvažovaných podmínek hodnotu zhruba $\frac{3x10^{-3}}{r_0}\frac{1}{m}$.

Z analýzy provedené v této podkapitole je patrné, že ztráty u stěn mají výrazně větší vliv než ztráty ve volném proudu. Důležitý je rovněž fakt, že proudění ve stacku nesplňuje podmínku, že příčné rozměry rezonátoru jsou řádově větší než tloušťka viskozní mezní vrstvy δ_{ν} . Výsledky analýzy v části o ztrátách u stěny tedy ve stacku neplatí. Nicméně vzhledem k prakticky stejnému mechanismu ztrát bez ohledu na šíři kanálku lze výsledky v této sekci lze, alespoň kvalitativně, považovat za správné i v případě šíření vlny stackem.

2.1.2 Akustická intenzita

Fázový rozdíl mezi akustickým tlakem a rychlostí je v případě stojatého vlnění beze ztrát 90°. Průměrná intenzita zvuku, definovaná vztahem

$$\vec{\vec{I}} = \frac{1}{T} \int_0^T p \vec{v} dt, \qquad (2.16)$$

tedy musí být v případě čistě stojatého vlnění beze ztrát nulová.

V případě ideálního stojatého vlnění (beze ztrát) mají všechny částice tekutiny vždy stejnou střední hodnotu celkové energie. Mimo oblasti v blízkosti stěny se v rezonátoru pouze mění podíl středních hodnot tlakové a kinetické energie v celkové střední energii částice. V průměru (za jednu periodu) nedochází k přenosu energie z částice na částici. Střední akustická intenzita je nulová.

Lokální ztráty akustické energie vyžadují kompenzaci v podobě navýšení průměrné energie částice na úkor jiné částice a průměrná akustická intenzita je pak lokálně nenulová.

Intenzita akustické vlny je z hlediska termoakustiky důležitým faktorem ovlivňujícím ve výsledku tepelné toky na úrovních výměníků rezonátoru. Je dominantně závislá na zdroji akustické energie, nicméně závisí i na parametrech samotného rezonátoru, jež jsou kvantifikované skze parametr jakosti Q_R 4.2.

2.2 Nelineární akustické procesy

Mezi nelineární akustické procesy jsou zde zahrnuty ty akustické procesy, kdy má konvektivní člen v rovnici bilance hybnosti 6.4 dominantní vliv. Mezi ně patří šíření zvukové vlny zahrnující vyšší harmonické složky, turbulence a akustické středoproudy, které popisují proudění ve smyslu střední časového hodnoty vektoru rychlosti vznikající působením akustického vlnění.

2.2.1 Akustické středoproudy

Akustické středoproudy souvisí s absorpcí zvuku v tekutině, která nastává v okolí pevné stěny nebo ve volném proudu. Vzhledem k diskuzi v sekci 2.1.1 je jejich další výčet omezen na ty, jež souvisí s existencí stěny.

Termín akustické středoproudy (z anglického *acoustic streaming*) zahrnuje veškeré proudění generované silou vyplývající z existence členu zahrnujícího operátor gradientu ve středovaných rovnicích bilance hybnosti tekutiny. [42]

Analogické vysvětlení popisuje akustické středoproudy jako proudění tekutiny generované lokálním útlumem akustické vlny. [43]

Více ilustrativní je popis akustických středoproudů jako nenulové střední časové hodnoty hmotnostního toku vyvolané stabilními vírovými strukturami zformovanými v tekutině, v níž se šíří zvuková vlna. [44]

V neviskozní tekutině, jíž se šíří zvuková vlna, je časová střední hodnota výchylky částice tekutiny rovna nule. Naproti tomu ve viskozní tekutině může během jedné

periody vlnění dojít k nenulovému celkovému posuvu jednotlivých částic tekutiny vlivem viskozity.

Akustických středoproudů je několik typů z nichž některé jsou popsány v publikaci Wiklunda a kol. [43]. Z hlediska termoakustických zařízení pracujících na principu stojatého vlnění jsou zajímavé středoproudy uvnitř a vně mezní vrstvy (z anlického *inner and outer boundary layer streaming*).

Akustické středoproudy generované působením mezní vrstvy vznikají díky disipaci akustické energie v mezní vrstvě a uplatní se, je-li stěna, podél níž se zvuková vlna šíří, alespoň srovnatelně dlouhá s vlnovou délkou šířícího se vlnění. [45] Tato podmínka je v termoakustických zařízeních se stojatou vlnou splněna.

Disipace akustické energie v mezní vrstvě je výrazně vyšší v porovnání s disipací akustické energie ve volném proudu. To je způsobeno poměrně velikým gradientem rychlosti u stěny způsobeným podmínkou nulové rychlosti na stěně. Velikost oblasti u stěny, kde má viskozita výrazný vliv, odpovídá tloušťce Stokesovy mezní vrstvy.

V případě stojatého vlnění dochází vlivem útlumu v mezní vrstvě k ustavení nenulového časově středovaného toku hybnosti. Výsledné proudění má charakter víru, lokalizovaného v mezní vrstvě, a lze jej označit jako akustické středoproudy uvnitř mezní vrstvy (z anglického *inner boundary layer streaming*). Tento typ můžeme rovněž pojmenovat Schlichtingovy středoproudy (z anglického *Schlichting streaming*). [46]

Vír vytvořený v mezní vrstvě následně způsobí vznik dalšího, v opačném směru rotujícího víru, jež se ustaví ve volném proudu. Takto vytvořené víry lze označit jako akustické středoproudy vně mezní vrstvy (z anglického *outer boundary layer streaming*) nebo také Rayleighovy středoproudy (z anglického *Rayleigh streaming*). [47] Rayleigho středoproudy a Schlichtingovy středoproudy tedy dávají vzniknout vírovému páru.

Akustické středoproudy generované působením mezní vrstvy se uplatní nejvýrazněji platí-li podmínka $\lambda >> 2r_0 >> \delta_{\nu}$. Vlnění v navrženém rezonátoru má vlnovou délku $\lambda = 0.11$ m a tloušťka Stokesovy mezní vrstvy je $\delta_{\nu} = 6.5x10^{-5}$ m. Geometrický průměr obou hodnot dává prvotní odhad vhodného charakteristického příčného rozměru rezonátoru, pro navržený rezonátor je tato hodnota po zaokrouhlení $2r_0 = 3$ mm.

V práci M. F. Hamiltona [48] bylo ukázáno, že v případě velmi úzkého rezonátoru jsou Rayleigho středoproudy v porovnání se Slichtingovými středoproudy zanedbatelné. Pouze Schlichtingovy středoproudy jsou patrné v případě, kdy byl rádius rezonátoru menší než 5.7 násobek tloušťky viskozní mezní vrstvy. Nicméně jelikož absorbční koeficient dle rovnice 2.12 roste s frekvencí vlnění, nemusí tyto závěry platit napříč frekvenčních spektrem.

2.2.2 Vyšší harmonické složky

Zvyšující se amplitudy akustických veličin zapříčiní, že členy vyšších řádů v bilančních rovnicích popisujících proudění tekutin 6.3-6.6 mají nezanedbatelný vliv. Interpretace vlivu nelineárních členů jako vyšších harmonických složek je zřejmá, uvážíme-li goneometrické identity typu $\cos^2 \phi = \frac{1+\cos(2\phi)}{2}$.

Dle [49] jsou výsledky výpočtů pomocí DeltaEC (využívající Rottovu lineární teorii termoakustiky) poměrně přesné i případě, kdy je podíl vyšších harmonických složek ve frekvenčním spektru významný. To je dáno tím, že DeltaEC řeší termoakustické děje časovým středováním energetických veličin, kde je ve výsledku vliv vyšších harmonických složek pouze korekcí 4. řádu k energetickým veličinám 2. řádu.

Výsledky simulací metodou konečných objemů jsou v této práci podrobeny Fourierově transformaci.

2.2.3 Turbulence

V simulacích v této práci nejsou využity žádné modely turbulence a proudění je považováno za laminární.

Přesná definice turbulence doposud nebyla formulována. Turbulentní proudění lze chápat jako nestacionární proudění chaotického charakteru (nikoli však náhodné). Fáze přechodu do turbulence nastává při ztrátě stability proudění.

Režimy proudění, které se mohou uplatnit v souvislosti s turbulencí, ilustruje obrázek 2.1. Ten ukazuje řežimy oscilačního toku v potrubí kruhového průřezu o průměru D v závislosti na Reynoldsově čísle

$$Re^D = \frac{Dv_1}{\nu}.$$
(2.17)

a na poměru D/δ_{ν} . Graf na obrázku 2.1 (viz další strana) předpokládá hladkou stěnu. Poloha hranic jednotlivých režimů stějně jako chrakter přechodu mezi nimi je stále předmětem výzkumu a uvedený graf tyto hranice udává pouze přibližně.

Obrázek 2.1 je převzat z [49], přičemž experimentální data lze najít v publikaci od M. Iguchi a kol. [50].

Pro účely určení polohy simulace v prostoru parametrů dle obrázku 2.1 je D chápáno jako charakteristický rozměr, jež je dopočítán ze vztahu

$$D = \frac{4A}{o},\tag{2.18}$$

kde A je plocha průřezu rezonátoru a o je obvod průřezu rezonátoru.

Slabě turbulení režim je charakteristický malým vlivem turbulence v mezní vrstvě. V tomto režimu předpokládáme dobrou shodu mezi experimentem a výsledky z DeltaEC. V podmíněně turbulentním režimu charakter proudění periodicky přechází mezi slabě turbulentním a plně turbulentním režimem, přičemž k přechodu do plně vyvinutého turbulentního proudění dochází při dosažení maximální rychlosti a k návratu do slabě turbulentního proudění dochází při dosažení nulové rychlosti. Při přechodu mezi slabě turbulentním a plně turbulentním režimem tedy existuje hysterezní chování. [51]



Obrázek 2.1: Oblasti typu proudění při oscilačním toku trubkou

3 Úvod do termoakustiky

V celé práci je termoakustickým zařízením myšleno termoakustické zařízení pracující na principu stojatého vlnění.

Částice pracovního plynu jsou v práci chápány ve smyslu mechaniky kontinua.

3.1 Princip termoakustického chlazení v zařízeních se stojatou vlnou

Zvuková vlna šířící se v tekutině je fyzikálním jevem sdružujícím oscilace tlaku a rychlosti jednotlivých částic tekutiny. Tlakové oscilace jsou při šíření zvukové vlny volným prostorem dostatečně malé a rychlé na to, aby mohl být zvuk považován za izoentropický děj. Částici pracovní tekutiny lze tedy v tomto případě považovat za tepelně izolovanou. Teplota částice se nicméně mění vlivem tlakových diferencí spojených se šířením zvukové vlny. Pokud je částici pracovního média v průběhu její expanze, resp. komprese, umožněno tepelně reagovat s pevnými stěnami, dojde k přenosu tepla mezi tekutinou a pevným tělesem a může se uplatnit tzv. termoakustický jev. Nikolaus Rott definoval termoakustiku jako souhrn těch efektů v akustice, v nichž hrají roli přenos tepla a variace entropie [52].

Termoakustického jevu může být za správných provozních podmínek využito k provozu dvou druhů termoakustických zařízení: chladicích zařízení, která využívají zvuku k přenosu tepla, a termoakustických motorů, které využívají zdrojů nízkopotenciálního a vysokopotenciálního tepla ke generování akustické energie. Oba typy termoakustických zařízení jsou znázorněny na obrázku 3.1.

Z hlediska chlazení mikroelektronických zařízení může být miniaturní termoakustický motor použit jako zdroj akustické energie pro termoakustické chladicí zařízení.



Obrázek 3.1: Termodynamická schémata základních typů termoakustických zařízení

Z konstrukčního hlediska jsou termoakustická zařízení velice jednoduchá. Základními komponentami termoakustických zařízení jsou: trubice (rezonátor), médium zabezpečující požadovaný tepelný kontakt mezi pracovní látkou a pevnou stěnou vystavenou teplotnímu gradientu (stack) a tepelné výměníky zabezpečující přívod/odvod tepla pracovnímu plynu dle požadavků daného zařízení. V případě termoakustického chladicího zařízení bývá rezonátor doplněn o zdroj akustické energie. Typicky se jedná o kmitající membránu.

Základním stavebním kamenem termoakustického zařízení je stack, jehož účelem je zajistit relativně velkou kontaktní plochu mezi oscilujícími částicemi plynu a pevnou stěnou. Stack bývá vyroben ve formě bloku materiálu s kanálky různých geometrických tvarů orientovanými paralelně ke směru šíření vlny v rezonátoru. Nejlepší volbou z hlediska optimalizace tepelného kontaktu je stack složený z paralelních destiček, kde jsou kanálky zformovány mezerami mezi sousedními destičkami. Za předpokladu, že destičky mohou být vyhotoveny libovolně tenké při zachování rovinnosti, zajišťuje toto uspořádání nejvyšší možný poměr objemu plynu ve vhodné vzdálenosti od stěny stacku vůči objemu obálky stacku (tj. včetně volného objemu v kanálkách).

Efektivita stacku obecně závisí na jeho materiálu, délce, pozici v rezonátoru a na geometrii jeho kanálků.

Charakteristickým rozměrem z hlediska tepelného kontaktu mezi plynem a pevnou deskou při oscilačním toku je hloubka tepelné penetrace δ_k definovaná vztahem

$$\delta_k = \sqrt{\frac{k_p}{\pi f \rho_{str} c_p}},\tag{3.1}$$

kde f je frekvence vlnění, ρ_{str} je střední hustota a c_p je izobarická měrná tepelná

kapacita. Vzdálenost destiček zhruba odpovídající čtyřnásobku hloubky tepelné penetrace je optimální pro realizaci termoakustického efektu, kdy každá z částic pracovního plynu prochází přibližně Braytonův, resp. obrácený Braytonův cyklus dle obrázku 3.2, resp. 3.3.

Pro úplnost je třeba dodat, že stackem je obecně nazýváno těleso protkané kanálky, pro jehož Lautrecovo číslo, definované vztahem

$$N_L = \frac{r_0}{\delta_k},\tag{3.2}$$

platí podmínka $N_L \ge 1$ [53]. Parametr r_0 ve vztahu 3.2 je tzv. hydraulický poloměr a je roven poměru dvojnásobku objemu kanálku k jeho ploše, která je v kontaktu s pracovním plynem.



Obrázek 3.2: Braytonův cyklus



Obrázek 3.3: Obrácený Braytonův cyklus

Akustická práce produkovaná, resp. absorbovaná, částicí pracovního plynu odpovídá ploše $\oint_{(V)} p \, dV$ v diagramu p - V na obrázku 3.2, resp. 3.3.

Tato disertační práce se zabývá pouze zařízeními se stojatou vlnou. V příslušných rezonátorech dochází k odrazu generované akustické vlny na hraničních plochách rezonátoru (otevřený nebo uzavřený konec) a odražená vlna posléze interferuje s původní vlnou za vzniku nové struktury označované jako stojatá vlna.

Jednoduché konstrukční schéma termoakustického zařízení je zobrazeno na obrázku 3.4. Střed stacku je umístěn v 1/6 rezonátoru, což je zhruba doporučená vzdálenost v případě, že jde o půl-vlnový rezonátor. Na obou koncích stacku jsou znázorněny tepelné výměníky. Na levém konci je schématicky zobrazena membrána (zdroj akustické energie) a pravý konec je neprodyšně uzavřen.



Obrázek 3.4: Konstrukční schéma jednoduchého termoakustického zařízení

Následující analýza předpokládá postupnou akustickou vlnu šířící se směrem od zdroje akustické energie v kladném směru osy z, popsanou rovnicí

$$p_a = p_1 \cos(kz - \omega t), \tag{3.3}$$

kde p_a je akustický tlak definovaný vztahem $p_a = p - p_{str}$, p_1 je amplituda akustického tlaku, $\omega = 2\pi f$ je úhlová frekvence a k je vlnové číslo, přičemž

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \tag{3.4}$$

a λ je vlnová délka vlnění vázaná s frekvencí vztahem

$$\lambda = \frac{f}{c},\tag{3.5}$$

kde c je rychlost zvuku v plynu.

Termoakustické zařízení dle návrhu 3.4 je na svých obou koncích uzavřeno a má délku L_{rez} . Šíří-li se od levého k pravému kraji rezonátoru vlna popsaná rovnicí 3.3 o frekvenci odpovídající rezonanční frekvenci půl-vlnového rezonátoru, tj.

$$f = \frac{c}{2L_{rez}},\tag{3.6}$$

ustaví se v rezonátoru stojaté vlnění. To vzniká interferencí původní vlny s vlnou, která vzniká odrazem původní, membránou vygenerované vlny, od víka rezonátoru. Pro stojaté vlnění je charakteristické, že všechny akustické veličiny mají velikosti amplitud závislé pouze na poloze v rezonátoru, nikoli na čase, a amplitudy tlaku a rychlosti jsou mezi sebou fázově posunuty o čtvrt periody. Následující grafy odpovídají předpokladu dokonalého odrazu původní vlny na konci rezonátoru. Průběh amlitud akustického tlaku a rychlosti při stojatém vlnění v závislosti na poloze v rezonátoru ukazuje obrázek 3.5.



Obrázek 3.5: Průběh amplitud výchylky, rychlosti a tlaku při stojatém vlnění

Průběh výchylky, rychlosti a tlaku v konkrétním místě tekutiny zobrazuje obrázek 3.6 (viz další strana). Uvažované místo je v rezonátoru vyznačeno černým obdélníkem. Zároveň platí, že uvažované místo je daleko od stěny rezonátoru, kde jsou rychlost a akustický tlak ovlivněny existencí mezní vrstvy.



Obrázek 3.6: Průběh výchylky, rychlosti a tlaku plynu ve stojatém vlnění v konkrétním místě

Vývoj rychlosti v řezu napříč rezonátorem je zobrazen na obrázku 3.7. Obrázek ukazuje charakter mezní vrstvy pro vybrané časy. Tlak v mezní vrstvě se dle Prandtlovy teorie liší jen velmi málo od tlaku ve volném proudu [54].

Grafy níže vychází z analytického vztahu pro rychlost v mezní vrstvě uvedeného v [41] a odvozeného na základě předpokladů lineární teorie akustiky.

x



Obrázek 3.7: Průběh výchylky, rychlosti a tlaku v řezu kolmém ke směru šíření vlny

Obrázek 3.8 ukazuje, že fázový rozdíl rychlosti a akustického tlaku není mezní vrstvou výrazněji ovlivněn a chování plynu ve stacku termoakustického zařízení lze principiálně vysvětlit na základě analýzy obrázku 3.5 a obrázku 3.6.

Jednotlivé částice pracovního plynu kmitají okolo své rovnovážné polohy a v polohách odpovídajícím amplitudám výchylky jsou částice vystaveny maximálnímu, resp. minimálnímu tlaku (přesněji řečeno se v souladu s obrázkem 3.8 jedná o hodnoty tlaků blízkým těmto maximálním, resp. minimálním hodnotám). V těchto polohách tedy částice dosahují maximální, resp. minimální teploty.


Obrázek 3.8: Průběh výchylky, rychlosti a tlaku v čase ve vzdálenosti viskozní penetrační hloubky od stěny

K toku tepla vyvolanému termoakustickým jevem dochází díky závislosti amplitudy akustického tlaku na poloze v rezonátoru. Částice prochází při výchylce směrem k nejbližší kmitně akustického tlaku (místo, kde je amplituda akustického tlaku maximální) větší změnou tlaku (a jí odpovídající změnou teploty) než při její výchylce na opačnou stranu. V případě chlazení tedy částice odevzdá blíže kmitně akustického tlaku více tepla, než následně přijme blíže uzlu akustického tlaku.

Termoakustické chladicí zařízení je schopeno vyvolat teplný tok ve směru gradientu teploty pouze tehdy, je-li v teplotní gradient v destičkách stacku v podélném směru nižší než daná kritická hodnota. Lokální maxima (minima) teploty částic plynu ve stacku musí být tedy vyšší (nižší) než je teplota přilehlé destičky.

Z relativně jednoduchého teoretického rozboru lze dojít k mnohým závěrům, jež mají přímý a zásadní dopad na provoz chování termoakustického chladicího zařízení.

Rozbor průběhu výchylky částic z rovnovážné polohy při stojatém vlnění napovídá, že termoakustické chladicí zařízení bude schopno dosáhnout vyšších rozdílů teplot, bude-li stack umístěn blíže k uzlu tlaku (v půl vlnovém rezonátoru tedy blíže středu rezonátoru). Nicméně v této konfiguraci dosáhne zařízení nižšího chladicího faktoru, než v případě, kdy by byl stack umístěn dále od uzlu tlaku. To lze ukázat na základě vyjádření chladicího faktoru pro obrácený Braytonův cyklus 3.3.

Chladicí faktor je definován vztahem

$$\epsilon_{ch} = \frac{Q_S}{W},\tag{3.7}$$

kde Q_S je teplo odvedené z chlazeného systému a W je práce, jež je k tomu za potřebí. [55] Za předpokladu modelu ideálního plynu je pro obrácený Braytonův cyklus 3.3 chladicí faktor roven

$$\epsilon_{ch} = \frac{1}{\left(\frac{p_{max}}{p_{min}}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}.$$
(3.8)

Je zřejmé, že poměr p_{max}/p_{min} roste se snižující se vzdáleností k uzlu tlaku. Uvážíme-li harmonický průběh amplitudy akustického tlaku stojatého vlnění, vyplývá pak ze vztahu 3.8 závěr, že požadavek co možná nejvyššího dosažitelného rozdílu teplot je v přímém rozporu s požadavkem co možná nejvyššího chladicího faktoru.

Kritická hodnota teplotního gradientu je pro rezonátor naplněný ideálním plynem a za předpokladů Rottovy lineární teorie termoakustiky (viz kapitola 5.1) [56]

$$\nabla T_{krit} = \frac{p_1 \omega}{v_{x1} c_p \rho_{str}}.$$
(3.9)

Lineární teorie termoakustiky dále udává následující přibližné vztahy pro termoakustický tepelený tok podél stacku (při zanedbání ztrát vlivem viskozity) [57]

$$\dot{Q}_2 = -\frac{1}{4}\Pi \delta_k T_{str} \beta_p p_1 v_{z_1} \left(\frac{\nabla T_{podlstacku}}{\nabla T_{krit}} - 1\right)$$
(3.10)

a akustický výkon absorbovaný (nebo produkovaný) ve stacku (opět při zanedbání ztrát vlivem viskozity) [57]

$$\dot{W}_2 = -\frac{1}{4}\Pi \delta_k \Delta x \frac{T_{str} \beta_p^{\ 2} \omega}{\rho_{str} c_p} p_1^2 (\frac{\nabla T_{podlstacku}}{\nabla T_{krit}} - 1).$$
(3.11)

Ve výše uvedených rovnicích je β_p koeficient izobarické teplotní roztažnosti, Π je celková délka pevných stěn stacku v řezu kolmém na směr šíření vlny a Δx je délka stacku ve směru paralelním ke směru šíření akustické vlny v rezonátoru. Dále součin $p_1v_{x_1}$ reprezentuje intenzitu akustické vlny procházející kanálky stacku

Absorbovaný (resp. produkovaný) akustický výkon, daný rovnicí 3.11, je přímo úměrný frekvenci vlnění, což poukazuje na výhodnost miniaturizace termoakustických zařízení.

Makroskopická termoakustická zařízení stejně jako jejich miniaturizované verze mají nejnižší dosažitelnou hodnotu kritického teplotního gradientu je-li poměr r_0/δ_{ν} blízký hodnotě 2. [38] Platí, že kritický teplotní rozdíl (viz rovnice 3.9) klesá s klesající délkou stacku. Jinak řečeno, s klesající délkou stacku přestává být termoakustické chladicí zařízení schopno chladit na nízké teploty. Z pohledu termoakustického motoru, kdy je naopak malý kritický teplotní rozdíl žádoucí, může mít malá délka stacku za následek velký gradient teploty podél stacku, což je nežádoucí z hlediska vedení tepla ve stacku. Zkracování stacku ve snaze navýšit kritický teplotní rozdíl tedy může vést k velkým ztrátám vlivem vedení tepla.

4 Termoakustická zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení

V této kapitole jsou představeny dvě pricipiálně odlišná termoakustická zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení. Více termoakustických zařízení může být zapojeno paralelně, čímž je dosaženo vyššího relativního chladicího výkonu (ve smyslu tepelného toku na jednotku objemu chladicího zařízení).

4.1 Termoakustická zařízení vhodná k chlazení mikroelektronických zařízení



Obrázek 4.1: Zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení pracující v režimu termoakustického chlazení

Čip nebo jiné mikroelektronické zařízení lze pokládat za studený tepelný výměník. V případě vyobrazeném na obrázku 4.1 je čip umístěn ve středu rezonátoru a představuje studený tepelný výměník. Akustická vlna zde přenáší teplo pryč z oblasti zahřívané čipem do oblasti mezi stackem a membránou, kde je teplo odváděno prostupem skrze stěny rezonátoru do okolí.

Návrh zařízení dle obrázku 4.1 vychází z konstrukce zařízení prezentovaného v práci, jejímiž autory jsou Jangwoo Kim a Paul I. Ro. [58]

Čip nebo jiné mikroelektronické zařízení lze pokládat za horký tepelný výměník a tepelnou energii (v tomto případě vysokopotenciální) přenášenou z čipu do pracovního plynu lze využít ke generování akustické vlny, která v postatě pohání studený tepelný výměník. Zařízení pracující v tomto režimu je vyobrazeno na obrázku 4.1 (viz další strana) a vychází z patentu [59].

Otvory v rezonátoru lokalizované na studené straně stacku zde vytváří syntetizovaný proud [60], čímž v podstatě plní funkci studeného výměníku.



Obrázek 4.2: Zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení pracující v režimu termoakustického motoru

Termoakustické chladicí zařízení dle návrhu 4.1 může produkovat slyšitelný zvuk. Nicméně může být navrženo tak, aby operovalo při frekvenci mimo lidmi slyšitelné spektrum. Při délce 0.9 mm je rezonanční frekvence zařízení (uvažujeme-li vzduch jako pracovní plyn) zhruba 17 kHz, což je pro většinu lidí neslyšitelné. V konfiguraci 4.1 nahrazují studený výměník otvory, které vlivem akustické vlny v rezonátoru dávají vzniknout syntetizovaným proudům. Generování syntetizovaných proudů termoakustickým motorem je detailně popsáno v práci [61].

V případě výše uvedeného zařízení povedou vyšší teplotní rozdíly ve stacku k přechodu generovaných oscilací do nelineárního režimu. Další zvyšování teplotního rozdílu pak vede k saturaci amplitudy akustických oscilací, což limituje autoregulační schopnosti zařízení.

Výhody obou přístupů

Zařízení pracujcí v režimu termoakustického motoru dle obrázku 4.1

- Není závislé na dodatečném zdroji energie.
- Je spolehlivé a má dlouhou životnost (nemá pohybující se součásti).
- Může chladit pouze na teploty vyšší, než je teplota okolí.
- Tvoří tepelně stabilní systém (více dodaného tepla vyústí ve zformování silnější akustické vlny a zároveň v účinnější studený tepelný výměník).
- Může fungovat jako alarm (zvuk je generován v případě, že podélná složka teplotního gradientu ve stacku dosáhne kritické hodnoty).

Zařízení pracující v režimu termoakustického chlazení dle obrázku 4.1

- Funguje nezávisle na rozdílu teplot mezi okolím a čipem a je schopno ochladit čip na teplotu menší, než je teplota okolí.
- Neprodukuje hluk.
- Může být natlakováno.
- Je schopno pracovat s velkou škálou pracovních plynů.

Podstatným parametrem při hodnocení využitelnosti termoakustického chladicího zařízení pracujícího v režimech 4.1, resp. 4.1 je velikost kritického teplotního gradientu v dané konfiguraci. Ta přímo ovlivňuje vznik a rozvoj termoakustické nestability nutné k provozu zařízení v režimu termoakustického motoru 4.1 a také udává maximální dosažitelný rozdíl teplot ve stacku u zařízení pracujícího v režimu termoakustického chlazení 4.1.

Dále je prezentován návrh testovacího termoakustického zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení. Navržené zařízení pracuje v režimu termoakustického chlazení (jde tedy o zařízení dle obrázku 4.1). Jeho funkce není závislá na vzniku a rozvoji termoakustické nestability a jeho chování nezávisí na způsobu modelování relativně složitého proudění typu syntetizované proudy. Jako takové je vhodné k odlazení metodiky numerického modelování termoakustickým zařízení.

4.2 Návrh testovacího termoakustického zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení

Následující sekce popisuje úskalí návrhu termoakustických zařízení z hlediska konkrétních prvků jejich návrhu. Dále je prezentován konkrétní návrh termoakustického chladicího zařízení

Pracovní plyn

Pracovní plyn by měl mít relativně velkou hloubku tepelné penetrace a relativně malou viskozní penetrační hloubku (též označovanou tloušťka Stokesovy mezní vrstvy při oscilačním toku), kterou lze analogicky s hloubkou tepelné penetrace 3.1 vyjádřit jako [54]

$$\delta_{\nu} = \sqrt{\frac{\nu}{\pi f}}.\tag{4.1}$$

Jsou tedy vhodné plyny mající co možná nejvyšší Prandtlovo číslo. Vhodné je využít směsí plynů, které dosahují nízkých Prandlových čísel. [62]

Tvar rezonátoru

Tvar rezonátoru, především pak tvar pruřezu rezonátoru a případné změny v průřezu rezonátoru, mají zásadní vliv na efektivitu zařízení. Zatímco tvar průřezu rezonátoru má zásadní vliv na ztráty akustické energie v mezní vrstvě, změny průřezu rezonátoru mohou umožnit částečně eliminovat nelineární efekty jako jsou akustické středoproudy (z anlického acoustic streaming) nebo vyšší harmonické složky ve frekvenčním spektru. [63]

Materiál, rozměry a poloha stacku

Materiál stacku by měl mít relativně malou tepelnou vodivost a vyšší měrnou tepelnou kapacitu než pracovní plyn. Relativně vysoká měrná tepelná kapacita zajišťuje stacionární teplotní gradient podél stacku v ustáleném chodu zařízení.

Materiál stacku by měl zároveň umožňovat z technologického hlediska co nejsnažší výrobu stacku. Možností je například i stack tvořený shlukem náhodně rozmístěných vláken skelné vaty. [35]

V případě konvenčního stacku by měla být vzdálenost destiček dostatečně malá tak, aby bylo co možná nejvíce plynu v tepelném kontaktu se stěnou a zároveň ne tak malá, aby došlo k narušení pole akustického tlaku. Doporučená vzdálenost paralelních destiček je zhruba čtyř násobek tepelné penetrační hloubky δ_k

Doporučená poloha stacku je zhruba v 1/3 vzdálenosti mezi kmitnou akustického tlaku a kmitnou rychlosti.

Tepelné výměníky

Pro velká termoakustická zařízení jsou výměníky tepla důležité z hlediska ustavení a zachování teplotního gradientu podél stacku. Naproti tomu pro miniaturizovaná termoakustická zařízení vykazují nepříznivý poměr efektivity a ceny, což je dáno náročností výroby malých a přesto účinných výměníků tepla. Studie aplikovatelnosti termoakustického chlazení v nízko výkonnových mobilních elektronických zařízeních [58], jejímiž autory jsou Jangwoo Kim a Paul I. Ro, ukazuje, že využití tepelných výměníků v těchto zařízeních není efektivní. Nicméně i v miniaturním termoakustickém zařízení může být stack v tepelném kontaktu s měděnými tepelnými výměníky na obou nebo pouze jednom z jeho konců. To je výhodné především v konfiguraci 4.1, kdy může být bez tepelných výměníků obtížné docílit kritického teplotního gradientu ve stacku.

Zdroj akustické energie

Miniaturní termoakustické zařízení typu půlvlnového rezonátoru operující při frekvenci zhruba 10kHz může být poháněno piezoelektrickým aktuátorem bimorfního typu. [35] Vzhledem k teoretické podstatě této práce postačí předpokládat, že zdroj akustické energie pro rezonátor je dostupný a schopný generovat požadovaný výkon.

Stojí za zmínku, že piezoelektrické aktuátory mohou vlivem hysterezního chování piezoelektrického materiálu a elektrického kontaktního odporu generovat významný tepelný výkon, který je posléze příváděn na horký výměník, což má negativní vliv na chladicí výkon zařízení. Nicméně i přesto jsou především díky své nízké hmotnosti vhodným zdrojem akustické energie v miniaturizovaných termoakustických zařízeních. [64]

4.2.1 Rozměry a parametry navrženého zařízení

Navržené termoakustické zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení je půl-vlnový rezonátor. Díky stackům, které poskytují velkou kontaktní plochu pro přenos tepla, dochází po ustavení stojatého vlnění v rezonátoru k nenulovému průměrnému toku tepla směrem od středu rezonátoru k jeho koncům. Tím dojde k odebírání tepla bloku vodivého materiálu ve středu rezonátoru a odevzdání tepla v koncových částech rezonátoru. Tam je teplo odváděno žebrováním pryč ze systému do okolí. Blok vodivého materiálu bude přímo spojen s mikročipem nebo jiným zařízením generujícím teplo.

Návrh zařízení včetně rozměrů ukazuje obrázek 4.3.

Rezonanční frekvence navrženého zařízení by se měla pohybovat okolo 9 kHz, což se blíží horní hranici frekvencí, které jsou pro člověka slyšitelné, tedy hranici ultrazvuku.



Obrázek 4.3: Návrh zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení

Tabulka 4.1 udává parametry navrženého zařízení.

Parametr	Hodnota
typ zařízení	na principu stojatého vlnění
typ rezonátoru	půl-vlnový rezonátor
pracovní plyn	helium
střední tlak v rezonátoru	0.1 MPa
vzdálenost středu stacku od membrány	$0.0909\lambda = 0.03636\frac{\lambda}{4}$
STACK	
geometrie stacku	paralelní destičky
tloušťka kanálku stacku	0.16 mm
tloušťka destičky stacku	0.02 mm

Tabulka 4.1: Parametry termoakustického chladicího zařízení

Základní předpoklady - okrajové podmínky

- Zařízení dle návrhu na obrázku 4.3 je před uvedením do provozu naplněno heliem. Tlak helia v rezonátoru je při teplotě 320 K právě 0.1 MPa.
- Stěny rezonátoru jsou, s vyjímkou oblasti na úrovni stacku, z materiálu s velmi vysokou tepelnou vodivostí.
- Rezonátor je v místech stacku tepelně izolován od okolí.
- Zařízení bude modelováno při konstantní teplotě studeného i teplého výměníku. Obě tyto teploty budou shodně 320 K. Tím bude zaručeno, že jakákoli odchylka střední teploty pracovního plynu v rezonátoru od teploty stěn výměníků je přímým důsledkem šíření akustické vlny v rezonátoru.

Stack je vytvořen z fiktivního materiálu, který má tepelnou kapacitu na jednotku objemu sto násobně vyšší než pracovní plyn v rezonátoru a jeho tepelná vodivost je stejná jako tepelná vodivost pracovního plynu. Tepelně kapacitní vlastnosti tohoto materiálu umožňují dosažení limitního cyklu termoakustického zařízení za relativně krátký čas a zároveň zabezpečují zanedbatelné teplotní oscilace materiálu stacku při ustáleném chodu zařízení. Vyrovnání tepelné vodivosti pracovního plynu a materiálu stacku umožňuje snadněji oddělit přenos tepla v pracovním plynu způsobený termoakustickým jevem a přenos tepla způsobený vedením tepla.

4.2.2 Parametr jakosti rezonátoru

Rezonátor lze klasifikovat skalární hodnotou parametru jakosti $Q_R.$ Ten je definovaný vztahem

$$Q_R = \frac{\omega m}{r_s},\tag{4.2}$$

kde *m* je hmotnost plynu v rezonátoru a r_s charakterizuje disipaci akustické energie v rezonátoru. Je žádoucí dosáhnout maximálního možného Q_R faktoru, což lze docílit zvýšením poměru objemu plynu v rezonátoru vůči objemu plynu v rezonátoru v blízkosti stěn nebo zvýšením středního tlaku v rezonátoru. Miniaturizace termoakustických rezonátorů je žádoucí i z hlediska Q_R faktoru, který je přímo úměrný $\sqrt{\omega}$.

Při zahrnutí pouze viskozních ztrát lze parametr jakosti rezonátoru vyjádřit jako

$$Q_R = \sqrt{\frac{3\omega\rho_{str}}{2\mu}}A,\tag{4.3}$$

kde A je plocha průřezu rezonátoru. Pro zde navržený rezonátor je dle rovnice 4.3 $Q_R = 250$.

4.3 Důsledky miniaturizace termoakustických zařízení

Miniaturizace je chápána jako snižování charakteristického rozměru rezonátoru. Tímto charakteristickým rozměrem je v případě v této práci uvažovaných typů zařízení délka rezonátoru L_{rez} . Miniaturizace způsobí nárůst rezonanční frekvence faktorem $1/L_{rez}$, pokles Reynoldsova čísla faktorem L_{rez}^2 a nárůst produkovaného/spotřebovaného akustického výkonu na jednotku objemu rezonátoru faktorem $1/L_{rez}$. Miniaturní termoakustické zařízení rovněž dosáhne poměrně dříve tepelné rovnováhy (ve smyslu středních hodnot teploty). Charakteristický čas z hlediska přenosu tepla je úměrný poměru $\frac{r_0^2 \rho c_p}{k_p}$, tedy klesá s faktorem L_{rez}^2 . [39] Jinak řečeno, ve vysokofrekvenčním rezonátoru urychlují menší vzdálenosti a hmoty proces vedení tepla, což vyústí v poměrně vyšší toky tepla. Proto je také možné v návrhu 4.1 vynechat výměníky tepla, které by zasahovaly do prostoru uvnitř rezonátoru podobně jako stack.

Z hlediska miniaturizace lze docílit dostatečně nízkých rozměrů termoakustických zařízení na to, aby proudění v zařízení vykazovalo efekty jako jsou částečně kluzká stěna a skok teploty na stěně. Tyto efekty se uplatní, je-li Knudseovo číslo ve stacku dostatečně vysoké. Provoz termoakustických zařízení v tomto režimu v porovnání s režimem, kde platí zákonitosti mechaniky tekutin kontinua (nekluzká stěna a kontinuita teploty na stěně), popisují Offner a Ramon [65].

Dosáhne-li Knudseovo číslo ve stacku hodnot Kn > 0.001 (viz podkapilota 6.3.1, dostáváme se do režimu tzv. kluzkého proudění (z anglického slip flow). To lze stále popsat rovnicemi mechaniky tekutin kontinua, nicméně je třeba speciálních okrajových podmínek k popsání chování praconvího plynu u stěny. [66] Při přechodovém proudění neplatí podmínka nulové rychlosti na stěně a zároveň dochází ke skokové změně teploty na rozhraní pracovní plyn - stack. Tyto okrajové podmínky jsou popsány v práci Kennarda. [67] Pro rychlost na stěně platí (v souřadném systému dle obrázku 3.5)

$$v_x = -\xi \frac{\partial v_x}{\partial z}|_{stena},\tag{4.4}$$

kde ξ je koeficient smyku, který má rozměry délky a dosahuje hodnot řádu střední volné dráhy a v_x je zde hodnota rychlosti přímo na stěně. Hodnota koeficientu ξ závisí především na volné dráze a na vlastní interakci molekul se stěnou. Čistě spekulární reflexe (jinak řečeno odraz splňující Snellův zákon) odpovídá dokonale hladké stěně. Při takovém odrazu si každá molekula zachovává složku své rychlosti tangentní ke stěně. V takovém případě je stěna dokonale kluzká a nedochází ke zformování hybnostní mezní vrstvy. Opačný případ reprezentuje čistě difuzivnímu odrazu molekul, kdy je úhel odrazu zcela nezávislý na úhlu dopadu. Tento stav je blízký realitě je-li povrch tělesa hrubý. Je-li odraz molekul od stěny čistě difuzivního charakteru, pak, s chybou nejvýše 2%, platí

$$\xi = \lambda_m. \tag{4.5}$$

Pro teplotu pracovního plynu v bezprostřední blízkosti stěny T_{ps} platí

$$T_{ps} = T_{stena} + g \frac{\partial T}{\partial z}|_{stena}, \qquad (4.6)$$

kde g je koeficient teplotního skoku. Je-li odraz molekul od stěny čistě difuzivního charakteru, pak, s chybou nejvýše 2%, platí

$$g = \frac{2}{\kappa + 1} \frac{k_p}{\mu c_v} \lambda_m. \tag{4.7}$$

Další možné důsledky miniaturizace z hlediska fyziky šíření akustické vlny je nutno zhodnotit na základě analýzy v podkapitole 2.1.1. Z hlediska návrhu 4.3 jsou mechanismy v uvedené podkapitole zanedbatelné.

Za zmínku rovněž stojí, že rezonátory malých rozměrů mohou být z hlediska strukturální pevnosti natlakovány více než jejich větší protějšky.

5 Modelování termoakustických procesů v DeltaEC

5.1 Rottova lineární teorie termoakustiky

V této kapitole je osa z zároveň osou rezonátoru. Osy x a y jsou kolmé na osu z a spolu tvoří pravotočivý kartézský souřadný systém. Rottova teorie termoakustiky přidává k předpokladům lineární akustiky uvedeným v sekci 2.1 následující další zjednodušující předpoklady [49]:

- Amplitudy a fáze jednotlivých akustických veličin jsou nezávislé na čase tento předpoklad lze nazvat kvazi-statickými oscilacemi.
- Charakteristická měřítka difuzních procesů jsou výrazně menší než charakteristický rozměr vlny, tj. $\delta_k, \delta_\nu <<\lambda$
- Stavové veličiny a rychlost pracovního plynu mají následující podobu

$$- p = p_{str} + Re[\mathbf{p}_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})\mathbf{e}^{\mathbf{j}\omega \mathbf{t}}]$$

$$- T = T_{str}(z) + Re[\mathbf{T}_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})\mathbf{e}^{\mathbf{j}\omega \mathbf{t}}]$$

$$-v_z = Re[\mathbf{v}_1(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})\mathbf{e}^{\mathbf{j}\omega \mathbf{t}}]$$

Konstantní střední tlak p_{str} značí, že střední hodnota rychlosti je nulová. Závislost střední teploty T_{str} pouze na poloze podél směru šíření vlny značí, že pouze oscilace mohou vyvolat gradienty ve směru kolmém na šíření vlny.

• Platí Prandtlův předpoklad o tlaku v mezní vrstvě [54], tedy $\frac{\partial p_1}{\partial x} = \frac{\partial p_1}{\partial y} = 0.$

Stojí za zmínku, že energetické veličiny, jež vychází z Rottovy teorie termoakustiky (akustický výkon, tok entalpie) vznikají součinem dvou veličin prvního řádu a jsou tedy veličinami druhého řádu.

5.2 Akustický model porovnávacího rezonátoru

Schéma zařízení navrženého z DeltaEC [68] je na obrázku 5.1.



Obrázek 5.1: Schéma validačního rezonátoru

Akustický model rezonátoru na obrázku 5.1 má parametry dle tabulky 5.1. Hodnota rezonanční frekvence je zhruba o 1% menší než hodnota předpovězená vztahem f = c/(2L)

Parametr	Hodnota
typ zařízení	zařízení pracující na principu stojatého vlnění
typ rezonátoru	půl-vlnový rezonátor
pracovní plyn	helium
rezonanční frekvence	9 452.2 Hz
střední tlak v rezonátoru	0.1 MPa
střední teplota v rezonátoru	320 K

Tabulka 5.1: Parametry rezonátoru

Následující řádky ukazují strukturu vstupů (a ve zkonvergovaném stavu zároveň i výstupní hodnoty) simulace v DeltaEC. Parametry příslušné jednotlivým proměnným odpovídají provoznímu stavu rezonátoru.

TITLE Simple acoustic resonator

L			0			
BEGIN	Initial		0			
1.0000E+5	a Mean P Pa					
9452.2	b Freq Hz	G				
320.00	c TBeg K					
1062.0	d p Pa					
0.0000	e Ph(p) deg					
2.7108E-5	$f U m^3/s$	G				
0.0000	g Ph(U) deg					
helium	Gas type					
!			1			
DUCT	Ambient Duct					
1.0000E-4	a Area m^2			893.35	A p	Pa
4.0000E-2	b Perim m			-1.2297	B Ph(p)	deg
1.0000E-2	c Length m			$3.6257E\!-\!4$	C U	m^3/s
				-86.942	D Ph(U)	deg

		1.4394E-2]	E Htot	W
ideal Solid type	0	1.2109E-2	F Edot	W
DUCT Ambient Duct	2 —			
1.0000E-4 a Area m ²		1061.1	A p	Pa
4.0000F-2 b Perim m		-180.0	B Ph(n)	deg
4.5000F_2 c Length m		1.0455E-6		m^3/s
		-180.0	D Ph(U)	deg
		1 4394F-2	E Htot	W
ideal Solid type		5 5472E-4	E Edot	W
	3 -	0.011211 1		
SURFACE Ambient End	0			
sameas 2a a Area m ²		1061.1	A p	Pa
		-180.0	B Ph(p)	deg
		7.7634E-20	CUU	$\tilde{m}3/s$
		86.403	D Ph(U)	deg
		1.4394E-2	E Htot	W
ideal Solid type		-2.5842E-18	F Edot	W
!	4 —			
HARDEND Closed End				
0.0000 a $R(1/z) = 4G$		1061.1	A p	Pa
0.0000 b I(1/z) = 4H		-180.0	B Ph(p)	deg
0.0000 c Htot W		7.7634E-20	C U	m^3/s
		86.403 l	D Ph(U)	deg
		1.4394E-2	E Htot	W
		-2.5842E-18	F Edot	W
		-7.2682E-18 (G R(1/z)	
		-1.1562E-16]	H I(1/z)	
guessz Ob Of			. / /	
xprecn 4.2456E-2 2.5449E-10				
targs 4a 4b				

Průřez rezonátoru je stejný jako v případě navrženého testovacího zařízení pro chlazení mikroelektronických zařízení 4.3.

Provozní stav rezonátoru splňuje následující podmínky:

- Systém je v rezonanci tato podmínka je zaměnitelná s podmínkou nulové vstupní akustické reaktance (tzn. akustický tlak a rychlost jsou na vstupu ve fázi).
- Celý rezonátor je tepelně izolovaný od svého okolí a střední teplota plynu v rezonátoru je 320K.

Obrázek 5.2 ukazuje parametry rezonátoru v závislosti na poloze podél osy rezonátoru. Kladný fázový rozdíl odpovídá rychlosti, která je zpožděna za akustickým tlakem.



Obrázek 5.2: Provozní parametry akustického rezonátoru v ustáleném režimu

Patrný skok ve fázovém rozdílu poukazuje na skutečnost, že rychlost při stojatém vlnění je o čtvrt periody zpožděna za tlakem, pokud ji považujeme za kladnou v případě, míří-li směrem k nejbližšímu ozlu tlaku.

Teoretická hodnota frekvence ideálního stojatého vlnění v rezonátoru je dle vztahu $\frac{L_{rez}}{2c}=9572 {\rm Hz}$

Rozdíly mezi teoreticky předpovězenou hodnotou základní frekvence a hodnotou frekvence z DeltaEC jsou malé a jsou následkem odlišných způsobů buzení systémů. V DeltaEC je rezonance vynucena nastavenín nulového fázového rozdílu mezi amplitudami akustického tlaku a rychlosti na okraji rezonátoru (tj. je modelován plošný zdroj akustické energie) zatímco frekvence získaná vztahem $f = c/(2L_{rez}$ odpovídá rezonanční frekvenci plynu uzavřeného v rezonátoru, v němž jsou všechny stěny pevné. DeltaEC tento přístup neaplikuje jak je patrné z obrázku 5.2, kde je patrný nenulový objemový tok v místě $\frac{z}{L} = 1$.

5.3 Termoakustický model zařízení k chlazení mikroelektronickcých zařízení

Následující sekce se zabývá 1D modelem zařízení dle návrhu 4.3.

Schéma zařízení navrženého v DeltaEC [68] je na obrázku 5.3.



Obrázek 5.3: Schéma testovacího termoakustického chladicího zařízení

Termoakustický model zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení na obrázku 5.3 má parametry dle tabulky 5.2

Parametr	Hodnota
typ zařízení	pracující na principu stojatého vlnění
typ rezonátoru	půl-vlnový rezonátor
pracovní plyn	helium
rezonanční frekvence	9 028.2 Hz
střední tlak v rezonátoru	0.1 MPa
referenční střední teplota v rezonátoru	320 K
vzdálenost středu stacku od membrány	$0.091\lambda = 0.182\frac{\lambda}{2}$
STACK	
geometrie stacku	paralelní destičky
tloušťka kanálku stacku	0.16 mm
tloušťka destičky stacku	0.02 mm

Tabulka 5.2: Parametry validačního termoakustického chladicího zařízení

Cílem výpočtu v Delta
EC bylo zjistit provozní parametry v ustáleném režimu splňujícím následující
v okrajové podmínky:

- Systém je v rezonanci tato podmínka je zaměnitelná s podmínkou nulové vstupní akustické reaktance (akustický tlak a rychlost jsou na vstupu ve fázi).
- Zařízení je až na oblasti stacku obaleno v obálce o vysoké tepelné kapacitě a o teplotě 320 K. Stack je tepelně izolován od okolí.

Stojí za zmínku, že navřené zařízení je ve smyslu DeltaEC modelu symetrické. Stačí tedy sestavit polovinu zařízení s podmínkou nulové akustické impedance na

jednom z okrajů (v obrázku 5.3 označeno jako *SOFTEND*). Tato symetrie nicméně neplatí v konečněobjemovém modelu.

Model navrženého termo
akustického chladicího zařízení v Delta
EC $\,$

Na následujících řádcích je vypsán DeltaEC zdrojový kód navrženého zařízení k chlazení mikroelektronických zařízení.

TITLE BENCHMARK TA DEV	ICE FOR	COOLING	OF MICROF	ELECTRONI	C DEVIC	ES
BEGIN Initial 1.0000E+5 a Mean P Pa 9028.2 b Freq Hz 320.00 c TBeg K 2000.0 d p Pa 0.0000 e Ph(p) deg 1.5611E-4 f U m^3/s 0.0000 g Ph(U) deg helium Gas type	G G G	1				
SURFACE Hot End 1.0000E-4 a Area m ²		1 2	000.0 0.0000 .5418E-4 0.0000 0.15611	$\begin{array}{c c} A & p \\ B & Ph(p) \\ C & U \\ D & Ph(U) \\ E & Htot \end{array}$	Pa deg m^3/s deg W	
ideal Solid type		0	0.15418	F Edot	W	
RPN Calculation of p 0.0000 a G or T 4 1a sqrt *	erimeter	2 from g 4.	iven area 0000E—2		А	Perimet
HX Hot heat exchang	er – unp	hysical				
sameas 1a a Area m ² 1.0000 b GasA/A 7.5000E–3 c Length m 5.0000E–3 d y0 m -0.38478 e HeatIn W 0.0000 f SolidT K	G	1 5 —(838.6 -2.9489 .1810E-4 -74.44).22867 0.1512 320.00	$\begin{array}{ll} A & p \\ B & Ph(p) \\ C & U \\ D & Ph(U) \\ E & Htot \\ F & Edot \\ G & GasT \end{array}$	Pa deg m^3/s deg W W K	
thermoacusticum.tpf	Solid	type 4	233.69	H SolidT	К	
RPN Specification of 320.00 a =A? 3G	constan	t hot h 32	eat exchan	nger temp	erature A	ChngeMe
STKSLAB Stack from user	defined	materia	.1			
sameas 1a a Area m ² 0.9400 b GasA/A 5.0000E-3 c Length m 1.0000E-4 d y0 m 1.2500E-5 e Lplate m		1 8 -0 6	435.5 3.6155 .6040E-4 85.761 0.22867 5.7252E-3 320.00	$\begin{array}{c c} A & p \\ B & Ph(p) \\ C & U \\ D & Ph(U) \\ E & Htot \\ F & Edot \\ G & TBeg \end{array}$	Pa deg m^3/s deg W W W	
thermoacusticum.tpf	Solid	type	320.00	H TEnd	K	
HX Cold heat exchan sameas 1a a Area m ² 1.0000 b GasA/A 1.5000E-2 c Length m 5.0000E-3 d y0 m	ger — un	6 —— physica 2 1	.l .9345E-12 -21.595 .2471E-3 -86.063	A p B Ph(p) C U D Ph(U)	Pa deg m^3/s deg	
0.22867 e HeatIn W	G	_ `	1.4058E-13	E Htot	W	

52

0.0000 f SolidT K			7.8866E-16	\mathbf{F}	Edot	W
			320.00	G	GasT	K
thermoacusticum.tpf	Solid	type 7	336.36	Η	SolidT	К
RPN Specification of co 320.00 a =A? 6G	onstant	cold	heat exch 320.00	ang	ger tem	aperature A ChngeMe
ļ		8				· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
SURFACE Cold End 1.0000E-4 a Area m ²			2.9345E-12 -21 595	A B	$ \mathbf{p} $ Ph(p)	Pa
			-21.050 1 9471F 3	C		m^{2}/c
			1.24/1E-0 86.062	D	Dh(II)	III J/S
			-80.003	D F	IIt of	w
		-	-1.4036E-13	E	IIIII IIII	VV XX7
ideal Solid type		0	(.8800E-10	г	Fdot	VV
		9				
SOFTEND Symmetry boundary	conditi	on	0.00 (FT 40			2
6.1224E - 16 a $Re(z)$	=9G		2.9345E-12	A	p	Pa
1.0698E-15 b $Im(z)$	=9H		-21.595	В	Ph(p)	deg
-1.4073E-13 c Htot W	=9E		1.2471E-3	\mathbf{C}	$ \mathbf{U} $	m^3/s
			-86.063	D	Ph(U)	deg
		-	-1.4058E-13	Ε	Htot	W
			7.8866E-16	\mathbf{F}	Edot	W
			6.4051E-16	G	$\operatorname{Re}(z)$	
			1.3409E - 15	н	Im(z)	
			320.00	T	т Т	K
museer Ob Oc Of 20	C o		520.00	1	T	IX
guessz 00 00 01 5e 0		0.015		77	9 70	0412 7
xprecn 3.7493E-2 0.0000 targs 4a 7a 9a 9b 9b	9 2.61 9c	92E—.	10 1.1012E	-7	-3.72	U4E-(

Obrázky 5.4 a 5.5 (viz další strana) ukazují parametry rezonátoru v závislosti na poloze podél osy rezonátoru. Kladný fázový rozdíl opět odpovídá rychlosti, která míří k nejbližší kmitně tlaku a je zpožděna o čtvrt periody za akustickým tlakem.



Obrázek 5.4: Provozní parametry termoakustického chladicího zařízení v ustáleném režimu - akustický výkon a tok entalpie

Z obrázku 5.5 je patrné, že teplota ve stacku má díky termoakustickému jevu tendenci růst směrem k nejbližší kmitně tlaku.



Obrázek 5.5: Provozní parametry termoakustického chladicího zařízení v ustáleném režimu

Graf na obrázku 5.6 ukazuje závislost tepelných toků mezi rezonátorem a okolím na jednotku plochy průřezu rezonátoru v závislosti na maximální amplitudě akustického tlaku. Ačkoli jednotky jsou stejné, nejedná se tedy o plošnou hustotu tepelného toku. Teplota obou výměníků zůstává v průběhu testu na 320 K. Kladná hodnota tepelného toku odpovídá teplu přivedenému pracovnímu plynu v rezonátoru z okolí.



Obrázek 5.6: Závislost provozních charakteristik zařízení na maximální amplitudě akustickho tlaku

Určení maximálního teplotního rozdílu

Každé termoakustické zařízení je v principu schopno pracovat jak v režimu chladicího zařízení, tak v režimu termoakustického motoru. Jinými slovy, zavedeme-li konstantní teplotu na studeném výměníku, existuje jistá konkrétní hodnota teploty horkého výměníku, jejímž překročením se směr tepelného toku na studeném výměníku obrátí.

Na následujících řádcích je vypsán DeltaEC zdrojový kód zařízení, jež operuje na pomezí obou režimů. DeltaEC simulace je nastavena tak, aby byla hledána teplota studeného výměníku, při které nedochází k přenosu tepla mezi studeným výměníkem (čipem) a okolím.

TITLE BENCHMARK TA DEVICE FOR COOLING OF MICROELECTRONIC DEVICES 0 BEGIN Initial 1.0000E+5a Mean P Pa b Freq G 8741.5 Hz \mathbf{G} 320.00c TBeg Κ Pa 2000.0d |p| 0.0000 e Ph(p)deg 1.1849E-4 f |U| G m^3/s 0.0000 g Ph(U) deghelium Gas type SURFACE Hot End A |p| 2000.0 1.0000E-4 a Area Pa m^2 0.0000 B Ph(p) deg 1.1659E-4 C |U| m^3/s 0.0000 D Ph(U) deg 0.11849 E Htot W ideal Solid type 0.11659 F Edot W 2 -L RPN Calculation of perimeter from given area $0.0000~a\ {\rm G}$ or ${\rm T}$ 4.0000E-2 A Perimet 4 1a sqrt * Ŀ - 3 -ΗX Hot heat exchanger - unphysical sameas 1a a Area m^2 1847.7A |p| Pa -2.1382 B Ph(p) 1.0000 b GasA/A deg 7.5000E-3 c Length m 4.9546E-4 C U m^3/s

55

5.0000E-3 d y0 m			-77.758	D Ph(U)	deg
-0.11849 e HeatIn W	G		-1.4072E-13	E Htot	W
0.0000 f SolidT K			0.11368	F Edot	W
			320.00	G GasT	Κ
thermoacusticum.tpf	Solid	type	291.27	H SolidT	K
		4			· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
RPN Specification of c	onstan	t hot	heat excha:	nger tem	perature
320.00 a =A?			320.00		A ChngeM
3G		F			
STKSLAB Stack from user de	fined	mater	ial		
sameas 1a a Area m ²			1462.0	A p	Pa
0.9400 b GasA/A			4.0382	B Ph(p)	deg
5.0000E-3 c Length m			8.0331E-4	C U	m^3/s
$1 0000 \text{E}{-4} \text{ d v} 0 \text{ m}$			-85.37	D Ph(U)	deg
1.2500E-5 e Lplate m			-1.4072F-13	E Htot	W
1.2000E 0 C Epiate III			6.0616E_3	E Edot	W
			320.00	C TBer	K
thormoscusticum tof	Solid	tuno	287.50	H TEnd	K
		6 —	201.09		IX
HX Cold heat exchange	r — un	physi	cal		
sameas 1a a Area m ²		1 0	2.4875E-12	A p	Pa
1.0000 b GasA/A			-23.929	B Ph(p)	deg
1.5000E-2 c Length m			1.1852E-3	C U	m^3/s
5.0000F-3 d v0 m			-85.667	D Ph(U)	deg
0.0000 e HeatIn W			-1.4072E-13	E Htot	W
0.0000 f SolidT K			6 9799E-16	E Edot	W
0.0000 i Sonai n			287 59	G GasT	K
thermoacusticum.tpf	Solid	type	287.59 287.59	H SolidT	K
<u>!</u>		7 —			
SURFACE Cold End					-
1.0000E-4 a Area m ²			2.4875E-12	A p	Pa
			-23.929	B Ph(p)	deg
			1.1852E-3	C U	m^3/s
			-85.667	D Ph(U)	deg
			-1.4072E-13	E Htot	W
ideal Solid type			6.9799E-16	F Edot	W
		. 8			
SOFTEND Symmetry boundary	conditi	lon			2
6.1224E - 16 a $Re(z)$	=8G		2.4875E-12	A p	Pa
1.0698E-15 b $Im(z)$	=8H		-23.929	B Ph(p)	deg
-1.4073E-13 c Htot W	=8E		1.1852E-3	C U	m^{3}/s
			-85.667	D Ph(U)	deg
			-1.4072E-13	E Htot	W
			6.9799E-16	F Edot	W
			5.9504E-16	$G \operatorname{Re}(z)$	
			1.1068E-15	H Im(z)	
			287.59	ΙТ	Κ
guessz Ob Oc Of 3e					
xprecn 2.9715E-2 0.000	0 - 4.03	831E-9	9 4.0831E	-6	
targs 4a 8a 8b 8c					

Ze simulace vychází, že maximální pokles teploty na studeném výměníku je 32.41 K.

6 Modelování termoakustických procesů v OpenFOAMu

6.1 Úvod do výpočetní dynamiky tekutin

Dynamika tekutin je věda popisující pohyb tekutin. Jedním z možných způsobů studia pohybu tekutin je využití tzv. výpočetní dynamiky tekutin. Alternativně lze využít nástrojů teoretické dynamiky tekutin nebo sestavit experiment.

Výpočetní dynamika tekutin se zabývá předpovědí proudění tekutin, přenosu tepla a dalších přidružených jevů řešením rovnic popisujících tyto procesy s využitím metod numerické matematiky.

Často je počátek moderní výpočetní mechaniky spojován s článkem Couranta, Friedrichse a Lewyho z roku 1928. Článek byl v roce 1967 znovu publikován v IBM Journal of Research and Development. [69] V tomto článku je řešena otázka existence a jednoznačnosti numerického řešení parciálních diferenciálních rovnic a mimo jiné představuje kritérium stability explicitních metod numerického řešení hyperbolických parciálních diferenciálních rovnic, tzv. Courantovu podmínku.

Courantova podmínka říká, že oblast ovlivňující analytické řešení v daném bodě musí ležet celá uvnitř oblasti ovlivňující numerické řešení v daném bodě. Numerické schéma musí mít za všech okolností přístup k veškerým informacím ovlivňujícím řešení v daném bodě. Parametr charakterizující tuto podmínku je tzv. Courantovo číslo. Pro 1D případ konvekce využívající k diskretizaci konvektivního členu *upwind* schéma nabývá Courantova podmínka tvaru

$$Co = \frac{v_x \Delta t}{\Delta x} \le 1,\tag{6.1}$$

kde v_x je velikost rychlosti proudění ve směru osy x, Δx je velikost výpočetní buňky (v 1D odpovídající délce úsečky) a Δt je velikost časového kroku.

V případě lineárního problému s implicitní časovou diskretizací ztrácí Courantova podmínka jako kritérium stability význam, jelikož tyto problémy jsou nepodmíněně stabilní. Nicméně i v případech nelineárních problémů s implicitní časovou diskretizací je Courantovo číslo *Co* vhodným bezrozměrným parametrem pro určení rozumné velikosti časového kroku. Rovnice 6.1, resp. její vícedimenzionální modifikace, se tedy využívá k charakterizaci velikosti časového kroku i při řešení složitějších problémů mechaniky tekutin metodami výpočetní dynamiky tekutin. Casto používaný akronym CFL je zkratkou z počátečních písmen jmen autorů původního článku. [69]

Historie výpočetní mechaniky tekutin

První pokusy využít metod numerické matematiky k popisu proudění byly zaznamenány v první polovině 20. století. V roce 1922 sestavil Lewis Fry Richardson první model předpovědi počasí. Výpočetní doménu rozdělil na jednotlivé výpočetní buňky a využil metody konečných diferencí k aproximaci derivací v Bjerknesových rovnicích. Jeho vlastní pokus předpovědět počasí na 8 hodin dopředu trval 6 týdnů a nezdařil se.[70]

Casová náročnost tohoto projektu vedla Richardsona k návrhu tzv. "forecast-factory". To spočívalo ve využití plně obsazeného stadionu, kde by každý z účastníků, vybavený kalkulátorem, provedl část výpočtu. Komunikace mezi jednotlivými výpočtáři měla probíhat skrze koordinátora využívajícího barevné světelné signály a telegraf. [71]

Z hlediska "jednodušších" problémů mechaniky tekutin je třeba vyzdvihnout práci Thoma, který v roce 1933 publikoval první numerické výsledky pro případ obtékání válce. [72] Thoma napodobil Kawaguti, který získal v roce 1953 podobné řešení rovněž pro případ obtékání válce. Tento výpočet probíhal pomocí stolního mechanického kalkulátoru a Kawaguti na řešení pracoval 20 hodin týdně po dobu 18 měsíců. [73] Oba řešili obtékání válce se zanedbáním členu s časovou derivací.

Z hlediska širšího využití výpočetní mechaniky tekutin nelze opomenout práci Briena Spaldinga a kol., kteří se v 70. a 80. letech 20. století velkou měrou zasloužili o vývoj metodiky řešení praktických inženýrských problémů. [74]

Na základech práce Spaldina a ostatních začaly v 80. a 90. letech 20. století vznikat komerční kódy specializované na řešení problémů mechaniky tekutin. V poslední době pak stále více pozornosti upoutávají volně dostupné kódy jako je např. OpenFOAM [75], který je vydávaný pod licencí GNU General Public License.

6.2 Úvod do OpenFOAMu

OpenFOAM (z anglického "Open-source Field Operation And Manipulation") je volně dostupný kód napsaný v jazyce C++ zaměřený na vývoj specializovaných řešičů numerických problémů. Je primárně určen na řešení problémů výpočetní mechaniky tekutin metodou konečných objemů, nicméně v základní verzi obsahuje i funkcionality umožnující řešit proudění například pomocí DSMC (z anglického Direct Simulation Monte Carlo). OpenFOAM lze rovněž použít na řešení problémů strukturální mechaniky, finanční matematiky nebo libovolného jiného odvětví, kde lze řešený problém popsat soustavou parciálních diferenciálních rovnic.

Z hlediska tvorby řešičů na míru nabízí OpenFOAM široké možnosti, ovšem za cenu relativně velkých nároků na znalosti a zkušenosti uživatele. To je spojeno s využíváním principů objektového programování a přetěžovaných operátorů.

Z uživatelského hlediska má využítí OpenFOAMu následující výhody:

• OpenFOAM je volně dostupný.

- Uživatel má volný přístup do kódu na všech jeho úrovních.
- Syntaxe OpenFOAMu má blízko k matematicko-fyzikální formulaci problému (PDR).
- OpenFOAM disponuje komunitou uživatelů aktivně se podílejících na vývoji nových funkcionalit. [76].

Nicméně v současné době má i své nevýhody, zejm.:

- Chybí detailní dokumentace, zvláště v souvislosti se strukturou kódu.
- Vývoj OpenFOAMu není centralizován.

V knihovně OpenFOAM jsou aplikace formovány na základě tříd a operací mezi objekty konkrétních tříd. Data vstupující do OpenFOAMu mají následující základní strukturu

Adresář	Slovník/Adresář	Popis
0	p / T / u / pointMotionU	specifikace poč. a okrajových podmínek
constant	polyMesh	data definující konečněobjemovou síť
constant	thermophysicalProperties	specifikace termodynamického modelu
constant	turbulenceProperties	specifikace modelu turbulence
constant	dynamicMeshDict	nastavení simulace s dynamickou sítí
system	controlDict	nastavení parametrů průběhu simulace
system	fvSchemes	volba diskretizačních schémat
system	fvSolution	nastavení algoritmů numerického řešení
system	decomposeParDict	nastavení dekompozice domény

Tabulka 6.1: Základní struktura OpenFOAMu

Tato struktura je respektována při implementování nových funkcionalit do OpenFOAMu.

6.3 Řešené rovnice

Řešiče OpenFOAMu, které využívá tato práce, získávají výsledné tlakové a rychlostní pole za pomoci segregovaného řešiče skze algoritms PIMPLE [77], který je kombinací algoritmů SIMPLE a PISO. Tento algoritmus umožňuje počítat s vyššími časovými kroky než by umožňoval samotný algoritmus PISO.

6.3.1 Předpoklad kontinua a jeho limitace

Vysokofrekvenční termoakustická zařízení mohou dosáhnout provozních podmínek, při nichž již nelze použít k popisu systému rovnice založené na hypotéze kontinua. Chování systému je v takovém případě třeba řešit na úrovni jednotlivých molekul, resp. shluků molekul. DSMC (z anglického Direct Simulation Monte Carlo) [78] je dominantní numerickou metodou k řešení proudění tzv. zředěného plynu.

Stupeň zředění plynu může být určen za pomoci bezrozměrného Knudsenova čísla

$$Kn = \frac{\lambda_m}{L}.$$
(6.2)

O zředěném plynu mluvíme, je-li střední volná dráha molekul plynu λ_m srovnatelná s charakteristickým rozměrem L oblasti, v níž plyn proudí. Označení "zředěný plyn" napovídá, že jedním ze způsobů, jak docílit hodnoty Knudsenova čísla blízké jedné, je uvažovat plyny při nízkých tlacích (typickým příkladem je vstup vesmírného raketoplánu zpět do atmosféry), kdy je střední volná dráha molekul relativně velká. Druhou možností, jak docílit Knudsenova čísla blízkého jedné, je zmenšit vhodně rozměry oblasti, v níž proudění řešíme (často jde o kanál daného průřezu). V takovém případě lze dosáhnout poměrně velkého stupně zředění i při podmínkách blízkých referenčním podmínkám (teplota 273.15K a tlak 101325*Pa* dle standartu NIST [79]). Zde opět mluvíme o zředěném plynu z hlediska rovnice 6.2.

Hypotéza kontinua je platná zhruba v intervalu Kn > 0.001 [78]. Pro dostatečně velká Knudsenova čísla přestává hypotéza kontinua platit. Při proudění plynu na mikroskopické úrovni dochází k celé řadě fenoménů, které nejsou na markoskopické úrovni pozorovány. Zatímco pro proudění tekutiny popsatelné modelem kontinua je typická nulová relativní rychlost proudící tekutiny vůči stěně v místě stěny, v případě zředěného plynu dochází na stěně ke smyku a rychlost plynu přímo na stěně má vůči rychlosti stěny nenulovou relativní hodnotu. Podobně dochází na rozhraní stěny a zředěného plynu roněž ke skokové změně teploty. Dalším podstatným rozdílem je nelineární tlakový spád při proudění kanálem (je-li tekutina popsatelná modelem kontinua, jde o tzv. Poiseuilleovo proudění, kde je tlakový spád lineární [54]) [80] [81].

V závislosti na Knudsenově čísle může být proudění plynu klasifikováno do následujících čtyřech kategorií [82]

Režim	Kn
Proudění kontinua	Kn < 0.001
Smykové proudění	0.001 < Kn < 0.1
Přechodové proudění	0.1 < Kn < 10
Volný pohyb molekul	Kn > 10

Tabulka 6.2: Režimy proudění

Smykové proudění může být modelováno za pomoci bilančních rovnic kontinua

se speciálními okrajovými podmínkami pro rychlost a teplotu na stěnách. Na přechodové proudění již nelze žádný takovýto zjednodušující postup aplikovat a je třeba řešit daný problém za pomoci molekulární dynamiky plynů.

Makroskopické vlastnosti proudění při nízkých Knudsenových číslech jsou definovány jako střední hodnoty vhodných veličin popisujících pohyb jednotlivých molekul.

Stojí za zmínku, že termín smykové proudění ve smyslu této podkapitoly je třeba odlišit od termínu smykové proudění v souvislosti s prouděním kontinua v oblastech dominantního vlivu viskozity (u stěn).

6.3.2 Kompletní výčet rovnic

V následující sekci je sepsán kompletní výčet rovnic využitých k popisu dynamiky pracovního plynu. Pracovní plyn je považován za homogenní (ve smyslu chemického složení).

Rovnice kontinuity pro proudění stlačitelné tekutiny je

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \qquad (6.3)$$

kde ρ je hustota tekutiny, t je čas a \vec{v} je vektor rychlosti.

Rovnice bilance hybnosti pro proudění stlačitelné tekutiny má tvar

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\nabla p_{rgh} - \vec{g} \cdot \vec{r} \nabla \rho + \nabla \vec{\tau}.$$
(6.4)

kde p_{rgh} je modifikovaný statický tlak, \vec{g} je vektor gravitačního zrychlení, \vec{r} je vektor polohy a $\vec{\tau}$ je tenzor (druhého řádu) smykových napětí pro Newtonovskou tekutinu. Na tomto místě je vhodné poznamenat, že v této práci je vliv gravitace zanedbán. Motivací k tomuto zjednodušení je malý vliv objemových sil oproti povrchovým silám v systémech o malých rozměrech.

Rovnice bilance entalpie je

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} h) + \frac{\partial}{\partial t} (\frac{1}{2}\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) + \nabla \cdot [\vec{v}(\frac{1}{2}\rho \vec{v} \cdot \vec{v})] - \frac{\partial}{\partial t} p_{rgh} = -\nabla \cdot \dot{\vec{q}} + \nabla \cdot (\vec{\vec{\tau}} \cdot \vec{v}), \quad (6.5)$$

kde h je měrná entalpie a $\dot{\vec{q}}$ je vektor hustoty tepelného toku.

Rovnice pro nestacionární vedení tepla v tekutině je

$$\dot{q} = -k_p \nabla T. \tag{6.6}$$

Rovnice definující p_{rgh} je

$$p_{rgh} = p - \rho \vec{g} \cdot \vec{r}, \tag{6.7}$$

Je patrné, že při $\vec{g} = \vec{0}$ platí $p_{rgh} = p$. Stavová rovnice ideálního plynu je

$$\rho = \frac{p}{rT},\tag{6.8}$$

61

kde r je měrná plynová konstanta pracovního plynu a T je termodynamická teplota. Tenzor smykových napětí v Newtonovské tekutině je

$$\vec{\tau} = \mu(\nabla \vec{v} + \nabla \vec{v}^T) - \frac{2}{3}\mu(\nabla \cdot \vec{v}) + \mu_B(\nabla \cdot \vec{v}), \qquad (6.9)$$

kde μ je dynamická viskozita pracovního plynu a μ_B je tzv. druhá viskozita.

Mayerův vztah je

$$c_p = c_v + r, \tag{6.10}$$

kde c_p je izobarická měrná tepelná kapacita
a c_v je izochorická měrná tepelná kapacita pracovního plynu.

Rovnice termodynamického modelu je

$$c_p = r((((a_4T + a_3)T + a_2)T + a_1)T + a_0), \tag{6.11}$$

kde a_0, a_1, a_2, a_3 a a_4 jsou konstanty získané z databáze *janaf* pro zvolený pracovní plyn.

Sutherlandův vztah a modifikovaný Eukenův vztah určují závislosti dynamické viskozity a tepelné vodivosti na teplotě. Platí

$$\mu = \frac{A_S \sqrt{T}}{1 + \frac{T_S}{T}},\tag{6.12}$$

kde A_S a T_S jsou konstanty modelu pro zvolený pracovní plyn. [83] A platí [84]

$$\lambda = \mu c_v (1.32 + 1.77 \frac{r}{c_v}). \tag{6.13}$$

Rešením soutavy výše vypsaných rovnic jsou v obecném případě neznámé skalární funkce tlaku p a teploty T a vektorové funkce rychlosti \vec{v} . Soustava rovnic 6.3-6.13 je po úpravě ve své podstatě soustavou pěti skalárních nelineárních parciálních diferenciálních rovnic pro pět skalárních nezávisle proměnných. Konstanty v rovnicích 6.3-6.13 byly zvoleny tak, aby chování pracovní látky co nejvíce odpovídalo chování helia v daných podmínkách a jejich výpis je uveden v tabulce 6.3. Je snadné ověřit, že koeficienty *janaf* pro helium v uvažovaném teplotním rozsahu přesně odpovídají předpovědi modelu ideálního plynu za předpokladu atomu pouze se třemi translačními stupni volnosti.

Z rovnic je patrné, že je uvažován model polodokonalého plynu zahrnující závislost viskozity a tepelné vodivosti na teplotě.

Z hlediska klasifikace parciálních diferenciálních rovnic jsou Navier-Stokesovy rovnice obecně smíšeného typu. V případě termoakustických zařízení jde o nestacionární proudění vazké tekutiny řešené ve volném proudu i v blízkosti stěny. Řešení bude mít na části výpočetní domény charakter řešení parciální diferenciální rovnice parabolického typu (v blízkosti stěny) a na části výpočetní domény charakter řešení parciální diferenciální rovnice hyperbolického typu (ve volném proudu).

V případě pevného tělesa (stacku) je třeba řešit pouze rovnici nestacionárního vedení tepla, tj.

$$\rho_s c_s \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla \cdot (k_s \nabla T). \tag{6.14}$$

Na rozhraní mezi tekutinou a stackem jsou předepsány podmínky spojitosti teplotního pole a kontinuity tepelného toku. Rovnice 6.14 je parabolického typu.

Měrná plynová konstanta helia						
r						
2078.5						
Konstanty p	Konstanty pro určení závislosti tepelných kapacit na teplotě (janaf)					
a_0	a_1	a_2	a_3	a_4		
2.5	0	0	0	0		
Konstanty Sutherlandova vztahu						
A_S		T_S				
$1.4544.10^{-6}$		79.4				

Tabulka 6.3: Konstanty rovnic 6.3-6.13

Bilanční rovnice z hlediska termodynamiky

Rovnice 6.5 a 6.14 jsou vyjádřením prvního zákona termodynamiky pro kontrolní objem plynu (odpovídající otevřenému termodynamickému systému), resp. kontrolní objem pevného tělesa (odpovídající uzavřenému termodynamickému systému).

6.4 Diskretizace rovnic a jejich řešení

6.4.1 Prostorová a časová diskretizace

V celé této práci jsou využívány pouze strukturované sítě. Strukturované oblasti jsou navíc ortogonální (ve smyslu hran elementů), přičemž hrany elementů jsou paralelní ke směru šíření vlnění v rezonátoru. Strukturované sítě jsou výhodné z hlediska přesnosti i hardwareové náročnosti výpočtů [85],

Časová diskretizace

Z hlediska časové diskretizace je pro modelování jednoduchého (geometricky) akustického rezonátoru vhodnější využít explicitní časové diskretizace namísto implicitní. Motivací pro tuto volbu je v první řadě skutečnost, že výpočetní náročnost řešení nelineárních problémů explicitní metodou roste lineárně s velikostí problému zatímco náročnost řešení implicitní metodou roste rychleji. Obecně řečeno, časový krok zajištující přesné řešení v čase je v případě implicitních metod řádově stejný jako v případě explicitních metod. [86] Upřednostňování implicitní časové diskretizace ve výpočetní mechanice tekutin pramení z lepší stability této metody, což má pro speciální případy použití strukturovaných ortogonálních sítí uspořádaných paralelně ke směru proudění menší vliv.

Vzhledem k absenci explicitního časového schématu v základním balíčku OpenFOAMu bylo pro časové derivace použito Eulerovo implicitní časové diskretizační schéma 1. řádu.

Následující analýza byla provedena pro šíření stojaté vlny v jednoduchém rezonátoru za předpokladů, že charakter ustaveného stojatého vlnění odpovídá analýze z kapitoly 3.

Průběh odhadu chyby diskretizace v závislosti na počtu časových kroků na jednu periodu vlnění monofrekvenčního stojatého vlnění je zobrazen na obrázku 6.1. Chyba diskretizace byla odhadnuta nahrazením funkce $sin(\omega t)$ po částech lineární funkcí a určením jejich vzájemné maximální odchylky. Skutečná chyba diskretizace závisí na použitých diskretizačních schématech.



Obrázek 6.1: Odhad chyby diskretizace v čase - stojaté vlnění

Prostorová diskretizace

Rozlišení sítě je zvoleno tak, aby velikost elementu sítě ve směru šíření vlnění byla mnohem menší než je vlnová délka příslušná první harmonické frekvenci. Rozlišení sítě ve směrech kolmých na směr šíření vlnění bylo zvoleno tak, aby byla správně vymodelována teplotní i rychlostní mezní vrstva.

Gradienty příslušných veličin byly diskretizovány standartním postupem pro metodu konečných objemů založenou na Gaussově větě, přičemž hodnoty veličin ve středech buněk jsou lineárně interpolovány do středů hraničních ploch buněk, Podobný postup byl aplikován i na divergence vektorových veličin (advektivní členy). Členy s Laplaceovým operátorem byly řešeny dvojnásobnou aplikací tohoto postupu.

Následuje pokračování analýzy pro šíření stojaté vlny jednoduchém rezonátoru v lineárním režimu a bez stacku a výměníků tepla. Průběh odhadu chyby diskretizace v závislosti na počtu elementů ve směru šíření vlny (při rovnoměrném rozdělení elementů) monofrekvenčního stojatého vlnění ve volném proudu je zobrazen na

obrázku 6.2. Chyba diskretizace byla odhadnuta podobně jako při odhadu chyby časové diskretizace.



Obrázek 6.2: Odhad chyby diskretizace - stojaté vlnění mimo mezní vrstvu

Vývoj profilu rychlosti v mezní vrstvě ukazuje obrázek 3.7. Chyba diskretizace rychlostní mezní vrstvy byla vyhodnocena podobně jako v předchozích případech nahrazením křivky průběhu analytického řešení po částech lineární funkcí a vyhodnocením maximální odchylky obou křivek. Výsledek této analýzy ukazuje obrázek 6.3.



Obrázek 6.3: Chyba diskretizace - rychlostní mezní vrstva

Při diskretizaci mezní vrstvy je třeba vzít v potaz fakt, že teplotní mezní vrstva je oproti hybnostní mezní vrstvě menší faktorem 1/Pr a k její uspokojivé diskretizaci je tedy potřeba úměrně více elementů.

Typická síť rezonátoru pro konečněobjemové řešení lineární akustiky je zobrazena na obrázku 6.4.



Obrázek 6.4: Síť rezonátoru

6.4.2 Řešení diskretizovaných rovnic

Pro řešení tlakového a rychlostního pole v soustavě rovnic 6.3 - 6.13 byl využit algoritmus PIMPLE. [77] Ten kombinuje algoritmy PISO a SIMPLE, resp. SIMPLEC, přičemž vnější smyčky (z anglického *outer corrector loops*) odpovídají algoritmu SIMPLE, resp. SIMPLEC a vnitřní smyčky (z anglického *corrector loops*) odpovídají algoritmu PISO. PIMPLE algoritmus v každé vnější smyčce v podstatě hledá stacionární řešení. Jakmile je stacionární řešení nalezeno, posouvá se PIMPLE algoritmus dále v čase.

K dosažení stabilního výpočtu i při relativně vysokých časových krocích je často nezbytné využít v algoritmu PIMPLE relaxační faktory. V případě zahrnutí více vnějších smyček je z hlediska získání správného časového průběhu možné dokonce i využít relaxace i v poslední smyčce (před navýšením časového kroku). [87] Z důvodu stability byl tento postup aplikován i v simulacích provedených v rámci této práce.

Soustavy lineárních algebraických rovnic byly řešeny metodou sdružených gradientů. Pro symetrické matice konkrétně metodou PCG (z anglického Preconditioned Conjugate Gradient) a pro nesymetrické matice metodou PBiCG (z anglického Preconditioned Bi-Conjugate Gradient). [88]

Jako konvergenční kritéria posloužila v každém časovém kroku škálovaná rezidua tlaku r_p , rychlosti r_v a entalpie r_h .

Je-li skutečné počáteční reziduum menší než uvedená hodnota, posouvá se algoritmus k řešení další soustavy lineárních algebraických rovnic.

Jak již bylo zmíněno, Courantovo číslo je v případě implicitní časové diskretizace vhodným parametrem, pomocí kterého lze hodnotit velikost časového kroku vzhledem k charakteristickému času konvekce. V obecném případě 3D proudění má Courantovo číslo tvar

$$Co = \Delta t \left(\frac{v_x}{\Delta x} + \frac{v_y}{\Delta y} + \frac{v_z}{\Delta z}\right),\tag{6.15}$$

přičemž je patrné, že nezahrnuje vliv difuze. Difuzivní číslo je pro plynnou fázi

$$Di_p = \frac{k_p \Delta t}{\rho c_p \Delta r^2},\tag{6.16}$$

resp. pro tuhou fázi

$$Di_s = \frac{k_s \Delta t}{\rho c_s \Delta r^2},\tag{6.17}$$

přičemž Δr je vzdálenost sousedních uzlů sítě. Difuzivní číslo dává do souvislosti rychlost vedení tepla a časový a prostorový krok diskretizace. Jako takové dává informace o velikosti časového kroku v porovnání s charakteristickým časem difuzivních procesů v simulaci.

6.5 Modelování akustických procesů v OpenFOAMu

Návrh efektivních termoakustických zařízení, typově podobných těm, která byla představena v kapitole 4, nutně vede k potřebě využít sofistikovanějších metod řešení problémů termoakustiky, než jaké nabízí 1D teorie využívaná programem DeltaEC (viz kapitola 5). CFD (z anglického Computational Fluid Dynamics) dává možnost získat informace nejen o fungování termoakustického zařízení jako celku, ale i o detailech proudění v jednotlivých částech rezonátoru.

Dominantním fyzikálním jevem z hlediska uvažovaného termoakustického zařízení je stojaté vlnění vznikající v rezonátoru.

Z hlediska modelování stojatého vlnění byly identifikovány tři možné přístupy. Prvním z nich je využití tlakové oscilační okrajové podmínky na jednom z konců rezonátoru. V tomto případě nicméně dochází k odrazu zpět se šířících postupných vln na hranici oblasti, kde je zmíněná vstupní tlaková oscilační okrajová podmínka realizována. Tyto odrazy neodpovídají fyzice stojatého vlnění a zamezují využití tohoto přístupu k modelování akustických rezonátorů. Parazitní odrazy lze do jisté míry eliminovat využitím bezodrazových okrajových podmínek. [89], ty ale fungují na principu přesnosti na úkor stability a také tedy nepředstavují vhodné řešení.

Dalšími možnostmi modelování stojatého vlnění jsou využití metod simulace s dynamickou sítí a modelování rezonátoru v neinerciální vztažné soustavě zahrnutím vlivu oscilující objemové síly do bilančních rovnic proudění. Obě tyto metody budou detailněji představeny v následujících sekcích.

6.5.1 Metoda využívající dynamické sítě

Za účelem modelování pohybu membrány byla do prostředí OpenFOAM implementována okrajová podmínka předepisující uzlům pohyblivé hranice oblasti rychlost v závislosti na čase. Rychlost jednotlivých bodů membrány je

$$v(z) = 2\pi f Z_0 \cos(2\pi f t), \tag{6.18}$$

kde Z_0 je amplituda výchylky membrány. Rovnice 6.18 popisuje rychlost uzlů membrány za předpokladu, že v čase t = 0s je membrána ve své rovnovážné poloze. Rychlost membrány na začátku výpočtu tedy skokově naroste a pro usnadnění konvergence je vhodné modifikovat amplitudu rychlosti funkcí označovanou jako hladký schod (z anglického smooth step).

Pohyb vnitřních uzlů sítě je popsán rovnicí difuze s difuzivitou nepřímo úměrnou vzdáleností těchto uzlů od membrány.

Rovnice pro pohyb uzlů membrány 6.18 je implementována skrze transformaci souřadnic uzlů membrány do lokálního souřadného systému kombinací translace a rotace, která je vypočtena jako skalární součin vektorů polohy každého z uzlů a matice rotace. Pohyb každého z uzlů membrány je pak dopočítán v lokálním souřadném systému podle rovnice 6.18 a následně jsou nové souřadnice uzlů membrány převedeny zpětnou transformací zpět do globálního souřadného systému.

Výhodou tohoto přístupu je poměrně věrný popis problému včetně možnosti zahrnout proměnnou amplitudu výchylky bodů membrány v závislosti na jejich vzdálenosti od osy rezonátoru.

Nevýhodou naproti tomu je nutnost řešit další rovnici, kterou je laplaceova rovnice pro rychlost uzlů sítě. Další nevýhoda souvisí s nutností řešení rovnice pro korekci tlaku *pcorr* vycházející z potřeby korigovat statický tlak k zachování kontinuity hmotnostního toku stěnami deformovaných buněk.

6.5.2 Metoda rezonátoru umístěného v neinerciální vstažné soustavě

Stojaté vlnění lze v rezonátoru typu 3.4 vyvodit i poněkud netradičním způsobem a sice umístěním pracovního plynu v rezonátoru do neinerciální vztažné soustavy. Schematicky ukazuje možné uspořádání takového sytému obrázek 6.5.



Obrázek 6.5: Rezonátor v neinerciální vztažné soustavě

Rezonátor je vzhledem k referenční vztažné soustavě (spojené se zemí) vystaven časově proměnému zrychlení

$$\vec{a} = a_0 \sin(\omega t),\tag{6.19}$$

kde a_0 je amplituda zrychlení rezonátoru.

Konečněobjemový model rezonátoru je sestaven v lokálním souřadném systému pohybujícím se spolu s rezonátorem. Pak platí na stěnách rezonátoru podmínka nulové rychlosti. Nicméně je třeba zahrnout do bilančních rovnic 6.3 - 6.5 vliv vnější objemové síly.

Přidáním členu zahrnujícím účinek vnější objemové síly do rovnice bilance hybnosti 6.4 dostáváme

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{v}) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} \otimes \vec{v}) = -\nabla p_{rgh} - \vec{g} \cdot \vec{p} \nabla \rho + \nabla \vec{\tau} + \rho \vec{a}.$$
(6.20)

Rovnice bilance entalpie při zahrnutí účinku vnější objemové síly má tvar

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h) + \nabla \cdot (\rho \vec{v} h) + \frac{\partial}{\partial t} (\frac{1}{2}\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) + \nabla \cdot [\vec{v}(\frac{1}{2}\rho \vec{v} \cdot \vec{v})] - \frac{\partial}{\partial t} p_{rgh} = -\nabla \cdot \vec{q} + \nabla \cdot (\vec{\tau} \cdot \vec{v}) + \rho \vec{a}.\vec{v}.$$
(6.21)

Zbylé rovnice ve výčtu 6.3 - 6.5 zůstávají vlivem vnější objemové síly nezměněny. Modelování stojatého vlnění tímto způsobem nevyžaduje řešení dodatečné diferenciální rovnice jako v případě využití metody s dynamickou sítí. Výhodou tohoto přístupu je tedy nízká dodatečná výpočetní náročnost.

Dále jsou prezentovány pouze výsledky ze simulací s oscilující objemovou silou.

6.6 Vyhodnocení signálu v časové oblasti

Střední hodnota \overline{x} periodické veličiny x je definována vztahem

$$\overline{x} = \frac{1}{T} \int_0^T x dt.$$
(6.22)

Variance periodické veličiny x je definována vztahem

$$\sigma_{x}^{2} = \frac{1}{T} \int_{0}^{T} (x - \overline{x})^{2} dt.$$
 (6.23)

Výše uvedená rovnice jsou analogické pro vektorové veličiny.

Uvažujeme-li periodickou funkci $A_1 sin(2\pi ft)$, je její amplituda

$$A_1 = \sqrt{2\sigma_x^2}.\tag{6.24}$$

Výše uvedený výpočet amplitudy periodické funkce lze využít všude tam, kde jsou akustické, resp. termoakustické jevy lineární.

7 Zhodnocení a vizualizace výsledků akustické procesy

V následující sekci jsou ukázány výsledky simulací na jednuduchém rezonátoru odpovídajícímu rezonátoru na obrázku 4.3 bez stacku. Celý rezonátor je umístěn v prostředí o konstantní teplotě 320 K Počáteční střední teplota v rezonátoru je 320 K a střední tlak v rezonátoru je 0.1 MPa. Tomuto stavu odpovídá rezonanční frekvence 9452.2 Hz (dle výsledku simulace z DeltaEC). Amplituda akustického tlaku je zde 1 kPa v lineárním režimu, tedy 1% středního tlaku v rezonátoru. Při simulaci v nelineárním režimu zůstávají počáteční podmínky zachovány, nicméně hodnoty maximálního a minimálního tlaku již nejsou symetrické okolo počáteční střední hodnoty tlaku.

Časový průběh akustického tlaku a objemového toku je vyhodnocován v místě, kde se v zařízení dle návrhu 4.3 nachází střed stacku. Časový průběh maximální amplitudy akustického tlaku je vyhodnocován na konci rezonátoru.

7.1 Numerické simulace - rezonanční buzení v lineárním režimu

7.1.1 Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti

Fourierova analýza

Časový průběh tlaku na konci rezonátoru byl převeden do frekvenční oblasti diskrétní Fourierovou transformací pomocí algoritmu FFT (z anglického Fast Fourier Transform). Výsledné frekvenční spektrum ukazuje obrázek 7.1.



Obrázek 7.1: Frekvenční spektrum tlaku na konci rezonátoru

Obrázek 7.1 ukazuje, že vlnění má pouze jednu dominantní frekvenční složku. Vyšší harmonická složka je ve spektru patrná, nicméně nemá zásadní vliv. Následující tabulka udává velikosti amplitud akustického tlaku odpovídající příslušným frekvencím.

Frekvence	Amplituda akustického tlaku
9519Hz	1062 Pa
19019Hz	30 Pa
28519Hz	1 Pa

Tabulka 7.1: Tabulka frekvencí - lineární režir

Odchylka rezonanční frekvence oproti výsledkům simulace z DeltaEC je menší než 1%. Tento rozdíl částečně vychází ze způsobu, jakým je v DeltaEC vyvozena rezonance, ale také je způsoben diskrétním charakterem časového signálu, na němž je Fourierova transformace provedena. Ten nereprezentuje přesně jednu periodu oscilací, jelikož časový krok v simulaci není celočíselným podílem periody oscilací.

Fáze a průběh akustických veličin na úrovni stacku

Obrázek 7.2 ukazuje srovnání objemového toku ve směru šíření vlny v ose rezonátoru a akustického tlaku na úrovni stacku. Na vodorovné ose je vyznačen čas v jednotkách periody vnější objemové síly. V souladu s použitým souřadným systémem je kladný objemový tok orientován ve směru od nejbližší kmitny tlaku.



Obrázek 7.2: Průběh akustického tlaku a objemového toku na úrovni středu stacku



Obrázek 7.3: Průběh akustického tlaku a objemového toku na úrovni středu stacku - ustálený stav

Jednu periodu ustáleného režimu oscilací na úrovni středu stacku ukazuje obrázek 7.3. Fázový posun mezi jednotlivými signály je 86°, přičemž tlak předbíhá rychlost. Fázový posuv mezi rychlostí a tlakem odpovídá výsledkům z DeltaEC 5.2.
7.1.2 Vyhodnocení v prostorové oblasti



Teplotní a rychlostní mezní vrstva v místě středu stacku

Obrázek 7.4: Průběhy rychlosti ve směru šírení vlny a teploty

Obrázek 7.4 (viz předchozí strana) ukazuje hybnostní a teplotní mezní vrstvu na úrovni stacku pro vybrané časy odpovídající určeným fázím periody oscilací helia v rezonátoru.

Potvrzuje se, že charaktery rychlostní a teplotní mezní vrstvy jsou stejné. Průběhy jsou pouze fázově posunuty.

7.1.3 Porovnání se simulací v DeltaEC

Následující tabulka shrnuje srovnání výsledky ze simulace v OpenFOAMu a z DeltaEC. Všechny amplitudové hodnoty související se simulací v OpenFOAMu jsou získány pomocí Frourierovy analýzy signálu o délce jedné periodě oscilací v ustáleném režimu.

Parametry	Hodnota - OpenFOAM	Hodnota - DeltaEC
f_1	9519 Hz	9452 Hz
p_{01}	1062 Pa	1062 Pa
Parametry - střed stacku		
p_1	911 Pa	893 Pa
\dot{V}_{z1}	$3.77 \times 10^{-4} \mathrm{m}^3/\mathrm{s}$	$3.63 \times 10^{-4} \mathrm{m}^3/\mathrm{s}$
Δ_f	86°	87°

Tabulka 7.2: Parametry rezonátoru - DeltaEC

7.1.4 Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění

Hodnota charakteristického rozměru je $D=10~{\rm mm}$ a velikost rychlosti v_{zRMS} je 27.1 m/s.

Obrázek 7.5 ukazuje, že v reálném rezonátoru lze očekávat slabě turbulentní proudění.



Obrázek 7.5: Provedená simulace v kontextu hranice mezi režimy oscilujícího proudění

7.2 Numerické simulace - rezonanční buzení v nelineárním režimu

7.2.1 Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti

Fourierova analýza



Obrázek 7.6: Frekvenční spektrum tlaku na konci rezonátoru

Časový průběh tlaku na konci rezonátoru byl převeden do frekvenční oblasti diskrétní Fourierovou transformací pomocí algoritmu FFT. Výsledné frekvenční spektrum ukazuje obrázek 7.6.

Graf na obrázku 7.6 ukazuje výrazný vliv vyšších harmonických složek ve spektru.

Následující tabulka udává velikosti amplitud akustického tlaku odpovídající příslušným frekvencím. První harmonická složka (18971 Hz) zde dosahuje 22% základní harmonické složky (9495 Hz).

Frekvence	Amplituda akustického tlaku
9495Hz	6213 Pa
18971 Hz	1374 Pa
28448Hz	493 Pa
37924Hz	190 Pa
47400 Hz	74 Pa
56877 Hz	30 Pa
66353Hz	12 Pa
75830Hz	5 Pa

Tabulka 7.3: Tabulka frekvencí - lineární režim

Průběh akustických veličin na úrovni stacku

Obrázek 7.7 ukazuje srovnání objemového toku ve směru šíření vlny v ose rezonátoru a akustického tlaku na úrovni stacku. Na vodorovné ose je vyznačen čas vjednotkách period vnější objemové síly.



Obrázek 7.7: Průběh akustického tlaku a objemového toku na úrovni středu stacku

Jednu periodu ustáleného režimu oscilací na úrovni stacku ukazuje obrázek 7.8. Zde je na vodorovné ose již perioda oscilací helia v rezonátoru. Z obrázku 7.8 je patrná výrazná nesymetrie průběhu objemového toku vůči hodnotě $0m^3/s$. Tato nesymetrie pramení z odchylky průběhu tlaku od harmonického průběhu.



Obrázek 7.8: Průběh akustického tlaku a objemového toku na úrovni středu stacku - ustálený stav

Z obrázku 7.8 je patrný strmější profil křivky tlaku v části grafu, kde je tato křivka rostoucí. Šíření zvuku lze chápat jako střídavé šíření pulzů zředění (z anglického rarefaction pulse) a pulzů stlačení (z anglického compression pulse). Strmější charakter tlakového profilu v oblasti růstu tlaku je důsledkem zrychlování pulzu zředění při jeho postupu do teplejší oblasti. Podobně nastává zpomalování pulzu stlačení při jeho postupu do chladnější oblasti. Je-li amplituda akustického tlaku dostatečně vysoká, vzniká při postupu pulzu zředění do teplejší oblasti rázová vlna.

7.2.2 Vyhodnocení v prostorové oblasti

Teplotní a rychlostní mezní vrstva v místě středu stacku

Obrázek 7.9 ukazuje rychlostní a teplotní mezní vrstvu na úrovni stacku pro vybrané časové okamžiky odpovídající určeným fázím periody oscilací helia v rezonátoru.



Obrázek 7.9: Rychlostní a teplotní mezní vrstva

Akustické středoproudy

Dle rovnice 6.22 je střední hodnota vektoru rychlosti dána vztahem

$$\overline{\vec{v}} = \frac{1}{T} \sum_{t=n.T}^{(n+1)T} \vec{v}, \qquad (7.1)$$

kde $\overline{\vec{v}}$ je časově střední hodnota vektoru rychlosti. Podobně platí vztah

$$\overline{p} = \frac{1}{T} \sum_{t=n.T}^{(n+1)T} p, \qquad (7.2)$$

pro časovou střední hodnotu tlaku \overline{p} .

Obrázek 7.10 ukazuje proudnice spočítané na základě časové střední hodnoty rychlosti. Zde jsou proudnice obarveny dle časové střední hodnoty akustického tlaku v rezonátoru (opět středované přes periodu oscialcí pracovního plynu v rezonátoru).



Obrázek 7.10: Proudnice časově středovaného vektoru rychlosti

Maximální rychlost akustických středoproudů je v tomto případě 0.5 m/s a je dosažena v blízkosti stěny v polovině vzdálenosti mezi kmitnou tlaku a uzlem tlaku. Proudění v mezní vrstvě směřuje směrem k nejbližšímu uzlu tlaku (v tomto případě tedy ke středu rezonátoru).

Výsledky simulace předpovídají existenci jednoho vírového páru napříč rezonátorem, přičemž každý z vírů zabírá jednu polovinu rezonátoru a víry mají tvar toroidu. Polovina příčného rozměru rezonátoru v dané konfiguraci je 200 krát větší než tloušťka Stokesovy mezní vrstvy, což má dle údajů uvedených v literatuře [48] za následek dominující Rayleigho víry. Zda i Schlichtingovy víry v dané konfiguraci existují je třeba ověřit skrze postupné zjemňování výpočetní sítě a hodnocení změn v charakteru proudění. Stejně tak je možné, že současná úroveň diskretizace není schopna zachytit existenci proudění druhého druhu v podobě vírových struktur v okolí hran rezonátoru.

7.2.3 Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění

Hodnota charakteristického rozměru je $D=10~{\rm mm}.$ Aplituda rychlosti v_{z01} je zhruba 46.1 m/s.

Obrázek 7.11 ukazuje, že v rezonátoru lze očekávat slabě turbulentní proudění. Turbulence je lokalizována ve volném proudu a z hlediska časově středovaných charakteristik způsobí pouze vyšší disipaci akustické energie. Akustické středoproudy vznikají vlivem útlumu v mezní vrstvě, která zůstává v režimu slabě turbulentního proudění laminární.



Obrázek 7.11: Provedená simulace v kontextu hranice mezi režimy oscilujícího proudění

8 Zhodnocení a vizualizace výsledků - termoakustické procesy

V této kapitole je navržen konečně objemový model termoakustického zařízení, který je následně redukován na model termoakustického článku. 2D model termoakustického článku je validován na dostupných datech pro 200 Hz rezonátor pracující se vzduchem. Dále je zkonstruován 2D model termoakustického článku odpovídající segmentu navrženého rezonátoru 4.3 a na něm jsou ukázány některé aspekty provozování zařízení v nelineárním režímu. Model termoakustického článku je rovnež rozšířen do 3D.

8.1 Konečněobjemový model termoakustického článku

8.1.1 Výpočetní síť

Výpočetní síť byla vytvořena za pomoci utility blockMesh dostupné v rámci balíku OpenFOAM. Vstupní soubor s parametry pro blockMesh byl vygenerován za pomoci skriptu vytvořeného v pythonu.

Výsledná síť je strukturovaná a mírně neortogonální. V oblastech blíže stacku je síť postupně zjemňována.

8.1.2 Okrajové podmínky

Z hlediska numerického modelování je vhodné přistoupit ke zjednodušení návrhu zařízení 4.3 dle obrázku 8.1.



Obrázek 8.1: Popis oblasti numerického modelu

Okrajové podmínky pro tlakp,rychlost \vec{v} a teplotuTjsou vypsány v tabulce 8.1.

Okrajové podmínky			
	p [Pa] $ _{\vec{x}=x_{stena}}$	$T [K] _{\vec{x} = x_{stena}}$	$\vec{v}[\frac{\mathrm{m}}{\mathrm{S}}] _{\vec{x}=x_{stena}}$
stěna - stack	-	$T_s = T_p$	$\vec{v}\cdot\vec{n}=0$
		$\dot{\vec{q_s}} \cdot \vec{n} + \dot{\vec{q_p}} \cdot \vec{n} = 0$	
stěna - chlazená	$\nabla p \cdot \vec{n} = 0$ Pa	T = 320 K	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0 \text{ m/s}$
stěna - ohřívaná	$\nabla p \cdot \vec{n} = 0$ Pa	T = 320K	$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0 \text{ m/s}$

Tabulka 8.1: Okrajové podmínky

Vektor \vec{n} je jednotkový vektor ve směru vnější normály. Tabulka 8.2 udává počáteční
podmínky pro tlak p, rychlost \vec{v} a teplot
uT.

Počáteční podmínky		
p[MPa]	T[K]	$\vec{v}[\frac{m}{s}]$
0.1	320	0

Tabulka 8.2: Počáteční podmínky

8.1.3 Model termoakustického článku

Termoakustickým článkem je myšlen výřez z termoakustického zařízení obsahující jediný kanálek stacku. Model tohoto typu splňuje okrajové podmínky z obrázku 8.1, avšak na vnějších stěnách domény paralelních k ose rezonátoru jsou předepsány podmínky symetrie.

8.1.4 Geometrické varianty

2D termoakustický článek

Chování reálného (3D) termoakustické zařízení s průžezem tvaru obdélníku s jednou ze stran výrazně delší než druhou může být matematicky modelováno jako 2D proudění, přičemž je uvažován pouze jeden konkrétní řez zařízením (rovinou kolmou na směr delšího z příčných rozměrů) a obraz proudění je považován za invariantní vůči pozici podél směru tohoto příčného rozměru. Takový předpoklad je oprávněný všude tam, kde je řez dostatečně vzdálen krajům rezonátoru. Uruba nicméně ukázal [90], že dokonce i pro proudění s nízkými Reynoldsovými čísly může mít takové zjednodušení za následek zanedbání 3D struktury proudění a může tedy potenciálně vést k nesprávné interpretaci fyzikálních mechanismů uplatňujících se při proudění v zařízení. Nicméně výsledky 2D simulace přesto odpovídají průměrným hodnotám z plného modelu při průměrování podél osy kolmé na plochu 2D simulace.

Geometrie využitá k validaci numerického modelu termoakustického článku je stejná jako ta, která byla použita v práci [91] a je ukázána na obrázku 8.2.



Obrázek 8.2: Schématický model 2D termoakustického článku

Podobně byl vytvořen model 2D termoakustického článku odpovídající segmentu navrženého zařízení dle 4.3. Jeho rozměry ukazuje obrázek 8.3.



Obrázek 8.3: Schématický model 2D termoakustického článku

3D termoakustický článek - čtvercový profil

Numerický model 3D kanálku stacku umožňuje získat detailní informace o toku energie v reálném tělese stacku. V této práci jsou uvedeny výsledky pro kanálek čtvercového průřezu dle obrázku 8.4, avšak navržená metodika je lehce aplikovatelná na kanálky libovolného průřezu a dokonce i pro případy, kdy se průřez mění v závislosti na poloze podél osy kanálku.



Obrázek 8.4: Schématický model 3D termoakustického článku čtvercového průřezu

8.2 Validační model 2D termoakustického článku

Metodika modelování termoakustických zařízení se stojatou vlnou popisovaná v této práci byla aplikována na model termoakustického článku, který použili Cao a kol. [91].

Rezonátor obsahující termoakustický článek dle [91] je naplněn vzduchem o střední teplotě $T_{str} = 300$ K a středním tlaku $p_{str} = 100$ kPa. Střed stacku je umístěn v polovině vzdálenosti mezi uzlem rychlosti a kmitnou rychlosti. Vzdálenost mezi destičkami stacku je 1 mm a tloušťka destičky stacku je 0.15 mm. Destičky stacku jsou skleněné, přičemž mají tepelnou vodivost $k_s = 1 \frac{W}{mK}$. Maximální amplituda akustického tlaku je 700 Pa.

Cao a kol. [91] využili pro určení toku energie vektor plošné hustoty tepelného toku $\dot{\vec{q}}$ v pohybující se tekutině, resp. jeho složku kolmou k destičce stacku. Vektor plošné hustoty tepelného toku je definován rovnicí [54]

$$\dot{\vec{q}} = \rho \vec{v} (\frac{1}{2} \vec{v}^2 + h) - \vec{v} \cdot \vec{\vec{\tau}} - k_p \nabla T.$$
(8.1)

Tento způsob vizualizace je doporučen v případě řešení úloh nestacionárního přenosu tepla v tekutině, kdy dává lepší informace o toku energie než pro tento účel často využívané kontury teploty. [92]

Je-li rychlost nulová, což platí v bezperostřední blízkosti stěny, je v rovnici 8.1 nenulový pouze člen vedení tepla. Podél stacku tedy postačí vyhodnotit tepelný tok mezi pracovním plynem a stackem. Na obrázku 8.5 je zobrazen průběh střední hodnoty (středováno přes jednu periodu stojatého vlnění v rezonátoru) plošné hustoty tepelného toku mezi pracovním plynem a destičkou stacku. Výsledky provedené simulace jsou porovnány s výsledky, které získali Cao a kol. - run 2 [91]. Křivky vykazují velmi dobrou shodu, liší se především ve svých globálních maximech/minimech, která jsou ovlivněna rozlišením sítě u krajů destičky. Tyto odchylky jsou vzhledem k ostrosti maxim/minim zanedbatelné.

Nulová hodnota normalizované vzdálenosti podél stacku na obrázku 8.5 odpovídá konci stacku blíže kmitně tlaku. Tato volba souřadného systému odpovídá volbě v článku [91], nicméně dále v práci bude použit souřadný systém, kdy se vzdálenost podél stacku měří ve směru vektoru směřujícího od uzlu tlaku ke kmitně tlaku. Kladná hodnota středované hustoty toku tepla odpovídá toku tepla z pracovního plynu do destičky stacku.



Obrázek 8.5: Průběh celkového tepelného toku mezi stackem a pracovním plynem za dobu jedné periody

Při konstantní teplotě 300 K pracuje termoakustický článek 8.2 v režimu, kdy v průměru 0.74 W/m tepelného výkonu je převedeno ze stacku do pracovního plynu v oblasti blíže uzlu tlaku a v průměru 0.96 W/m tepelného výkonu je převedeno z pracovního plynu do stacku v oblasti blíže kmitně tlaku.

8.3 2D model termoakustického článku - lineární režim

8.3.1 Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti



Fourierova analýza

Obrázek 8.6: Frekvenční spektrum tlaku na konci rezonátoru

Časový průběh tlaku na konci rezonátoru byl převeden do frekvenční oblasti diskrétní Fourierovou transformací pomocí algoritmu FFT.

Výsledné frekvenční spektrum ukazuje obrázek 8.3. Zařízení operuje při poměru $p_{01}/p_{str} = 0.006$ v lineárním režimu. Vyšší harmonické složky zde nemají význam.

Frekvence	Amplituda akustického tlaku
9340Hz	595 Pa
18660Hz	5 Pa

Tabulka 8.3: Tabulka frekvencí - termoakustické chladicí zařízení

Průběh akustických veličin na úrovni stacku

Jednu periodu ustáleného režimu oscilací ve stacku ukazuje obrázek 8.7. Rychlost je zde vyhodnocována ve středu kanálku stacku. V souladu s výledky Fourierovy analýzy 8.6 mají funkce na obrázku 8.7 harmonický průběh.



Obrázek 8.7: Průběh akustického tlaku a rychlosti ve směru osy rezonátoru na úrovni středu stacku - ustálený stav

8.3.2 Vyhodnocení z hlediska časově středovaných veličin

Obrázek 8.8 ukazuje závislosti veličin popisujících proudění v rezonátoru v závislosti na poloze podél osy rezonátoru.

Průběhy amplitud rychlosti a tlaku jsou dopočítány dle vztahu 6.24 z variance průběhů rychlosti, resp. tlaku, průměrované přes čas odpovídající periodě vlnění. Skokový nárůst rychlosti v rezonátoru je dán zmenšením průřezu rezonátoru dostupného pro pracovní plyn ve stacku.



Obrázek 8.8: Průběh středních hodnot teploty, rychlosti a tlaku podél osy rezonátoru

Obrázek 8.9 ukazuje průběhy časově středované plošné hustoty toku tepla z pracovní tekutiny do destičky stacku v závislosti na poloze podél osy kanálku stacku. Zde nulová hodnota polohy odpovídá konci stacku blíže uzlu tlaku. Kladný tepelný tok stejně jako v předchozím případě odpovídá stavu, kdy teplo přechází z pracovního plynu do destičky stacku. V porovnání s charakterem křivky na obrázku 8.5 vykazuje křivka 8.9 rostoucí trend ve své stření části. To odpovídá situaci, kdy ve středu stacku dochází v průměru k toku tepla z pracovního plynu do destičky stacku. To znamená, že střední teplota plynu na úrovni středu stacku je vyšší než střední teplota destičky stacku tamtéž. Toto interpretuji jako ztráty vlivem vedení tepla v pracovním plynu. Fakt, že ztráty vlivem vedení tepla nejsou patrné v grafu na obrázku 8.5 zatímco v grafu na obrázku 8.9 patrné jsou je vysvětlen neúměrně vyšším nárůstem vlivu vedení tepla v miniaturizovaných termoakustických zařízeních (viz diskuze v sekci 4.3).



Obrázek 8.9: Průběh středních hodnot tepelného toku mezi pracovním plynem a stackem - paralelně k ose rezonátoru

Při konstantní teplotě 320 K a v lineárním režimu dochází v průměru k přenosu 12 W/mm tepelného výkonu ze stacku do pracovního plynu v oblasti blíže uzlu tlaku a v průměru k přenosu 30 W/mm tepelného výkonu z pracovního plynu do stacku v oblasti blíže kmitně tlaku.

8.3.3 Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění

Obrázek 8.16 ukazuje přibližnou polohu provedené simulace v prostoru parametrů určujících režim proudění v rezonátoru. Zde je vhodné určit charakter proudění jak mimo stack, tak i v v oblasti stacku.

Hodnota charakteristického rozměru mimo stack je D = 10 mm a maximální rychlost mimo stack je 4,5 m/s. Ve stacku je hodnota charakteristického rozměru $4y_0 = 0.32$ mm a maximální rychlost ve stacku je 4,8 m/s.



Obrázek 8.10: Provedená simulace v kontextu hranice mezi režimy oscilujícího proudění

Obrázek 8.16 předpovídá ve stacku laminární proudění. Mimo stack vznikne slabě turbulentní proudění, nicméně lze očekávat, že fluktuace, jež by mohly být přeneseny z oblasti mimo stack do oblasti stacku budou ve stacku poměrně rychle utlumeny. Z hlediska výsledků průměrných hodnot tepelného toku mezi pracovním plynem a stackem je předpoklad laminárního proudění v rezonátoru oprávněný.

8.4 2D model termoakustického článku - nelineární režim

8.4.1 Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti

Fourierova analýza

Časový průběh tlaku na konci rezonátoru byl převeden do frekvenční oblasti diskrétní Fourierovou transformací pomocí algoritmu FFT.



Obrázek 8.11: Frekvenční spektrum tlaku na konci rezonátoru

Výsledné frekvenční spektrum ukazuje obrázek 8.11. Zařízení operuje v nelineárním režimu.

Frekvence	Amplituda akustického tlaku
9340Hz	13100 Pa
18660 Hz	2200 Pa
27990 Hz	600 Pa
37310Hz	200 Pa
46630 Hz	100 Pa

Tabulka 8.4: Tabulka frekvencí - termoakustické chladicí zařízení

Průběh akustických veličin na úrovni stacku

Jednu periodu ustáleného režimu oscilací ve stacku ukazuje obrázek 8.12. Rychlost je zde vyhodnocována ve středu kanálku stacku.



Obrázek 8.12: Průběh akustického tlaku a rychlosti ve směru osy rezonátoru na úrovni středu stacku - ustálený stav

Podobně jako na obrázku 7.8 je i zde patrný strmější profil křivky tlaku v části grafu, kde je tato křivka rostoucí, což lze vysvětlit skrze zrychlování pulzu zředění při jeho postupu do teplejší oblasti. Nicméně zde i přes vyšší míru nelinearit nejsou odchylky od harmonického průběhu tak zřejmé. To je způsobeno útlumem šíření akustického vlnění ve stacku.

8.4.2 Vyhodnocení z hlediska časově středovaných veličin

Obrázek 8.13 ukazuje závislosti veličin popisujících proudění v rezonátoru v závislosti na poloze podél osy rezonátoru.

Průběhy amplitud rychlosti a tlaku jsou dopočítány dle vztahu 6.24 z variance proběhů rychlosti, resp. tlaku, průměrované přes čas dopovídající periodě vlnění. V uvedeném případě, kdy má stojaté vlnění v rezonátoru nelineární charakter a průběhy amplitud rychlosti a tlaku nelze vyjádřit funkcí sinus, jde tedy o ekvivalentní harmonické amplitudy. Skokový nárůst rychlosti podél rezonátoru je dán zmenšením průřezu rezonátoru dostupného pro pracovní plyn ve stacku.

Posledním grafem na obrázku 8.13 je závislost střední hodnoty rychlosti ve směru osy rezonátoru na poloze v rezonátoru. Ani při $p_{01}/p_{st} = 0,15$ nebylo ve stacku dosaženo akustických středoproudů ve tvaru vírového páru, kdy délka větší poloosy jednoho z vírů by odpovídala délce stacku. Namísto toho vznikly v rezonátoru dva vírové páry, každý v oblasti jednoho z konců stacku. Z grafu na obrázku je zřejmý dosah vírových párů uvnitř kanálků stacku a vně stacku. Umístíme-li rezonátor do prvního kvadrantu 2D kartézského souřadného systému, kdy osa y směřuje od uzlu tlaku ke kmitně tlaku, rotuje pravý spodní vír proti směru hodinových ručiček a pravý horní vír ve směru hodinových ručiček. V mezní vrstvě tedy v případě horního vírového páru nastává proudění směrem k uzlu tlaku zatímco v případě spodního vírového páru dochází k proudění směrem ke kmitně tlaku.



Obrázek 8.13: Průběh středních hodnot teploty, rychlosti a tlaku podél osy rezonátoru

Detail grafu střední osové rychlosti středem kanálku stacku ukazuje obrázek 8.14. Vertikální úsečky na obrázku znázorňují hranice stacku. Je zřejmé, že oba vírové páry zasahují více do prostoru mimo stack než do mezi destičkového prostoru stacku. Nicméně je třeba vzít v potaz, že simulace zahrnovala jediný termoakustický článek a části vírového páru mimo stack jsou zde ovlivněny okrajovou podmínkou symetrie. Interakcí vírových párů příslušných více destičkám dojde v zařízení se stackem sestávajícím z více kanálků ke vzniku složitější proudové struktury.



Obrázek 8.14: Průběh střední rychlosti podél osy rezonátoru

Obrázek 8.15 ukazuje průběhy časově středované plošné hustoty toku tepla z pracovní tekutiny do destičky stacku v závislosti na poloze podél osy kanálku stacku. Opět platí, že nulová hodnota polohy odpovídá konci stacku blíže uzlu tlaku. Kladný tepelný tok odpovídá stavu, kdy teplo přechází z pracovního plynu do destičky stacku.



Obrázek 8.15: Průběh středních hodnot tepelného toku mezi pracovním plynem a stackem - paralelně k ose rezonátoru

Při konstantní teplotě 320 K a v lineárním režimu dochází v průměru přenosu 4,6 W/m tepelného výkonu ze stacku do pracovního plynu v oblasti blíže uzlu tlaku a v průměru k přenosu 13,2 W/m tepelného výkonu z pracovního plynu do stacku v oblasti blíže kmitně tlaku. Poměr těchto dvou tepelných výkonů je 0,35 zatímco v lineárním režimu byl tento poměr 0,40. To ukazuje, že nárůst chladicího výkonu získaný provozováním zařízení v nelineárním režimu je vykoupen neúměrně vyššími požadavky na odvod tepla na úrovni horného výměníku. Graf na obrázku 8.15 opět ukazuje na významný vliv ztrát vlivem vedení tepla.

8.4.3 Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění

Obrázek 8.16 ukazuje přibližnou polohu provedené simulace v prostoru parametrů určujících režim proudění v rezonátoru. Zde je vhodné určit charakter proudění jak mimo stack, tak i v v oblasti stacku. Maximální rychlosti byly vyhodnoceny jako ekvivalentní apmlitudy ve smyslu rovnice 6.24.

Hodnota charakteristického rozměru mimo stack je D = 10 mm a maximální rychlost mimo stack je 93,5 m/s. Ve stacku je hodnota charakteristického rozměru $4y_0 = 0.32$ mm a maximální rychlost ve stacku je 97 m/s.



Obrázek 8.16: Provedená simulace v kontextu hranice mezi režimy oscilujícího proudění

Obrázek 8.16 předpovídá ve stacku laminární proudění a to i přesto, že Machovo číslo ve stacku liž dosahuje hodnoty 0.1. Mimo stack vznikne slabě turbulentní proudění. Vyhledem k charakteru proudění, kdy se na úrovních konce stacku tvoří vírové páry, lze očekávat, že zde bude lokálně přenos tepla podpořen turbulencí. Tento efekt by měl být předmětem dalšího výzkumu.

8.5 3D model termoakustického článku

8.5.1 Vyhodnocení v časové a frekvenční oblasti

Fourierova analýza

Časový průběh tlaku na konci rezonátoru byl převeden do frekvenční oblasti diskrétní Fourierovou transformací pomocí algoritmu FFT.



Obrázek 8.17: Frekvenční spektrum tlaku na konci rezonátoru

Výsledné frekvenční spektrum ukazuje obrázek 8.17. Zařízení operuje při poměru $p_{01}/p_{str} = 0.018$ v lineárním režimu. Vliv vyšších harmonických složek je zanedbatelný.

Frekvence	Amplituda akustického tlaku
9140Hz	1830 Pa
18893Hz	90 Pa

Tabulka 8.5: Tabulka frekvencí - termoakustické chladicí zařízení

Průběh akustických veličin na úrovni stacku

Jednu periodu ustáleného režimu oscilací ve stacku ukazuje obrázek 8.18. Rychlost je zde vyhodnocována ve středu kanálku stacku.



Obrázek 8.18: Průběh akustického tlaku a rychlosti ve směru osy rezonátoru na úrovni středu stacku - ustálený stav

8.5.2 Vyhodnocení z hlediska časově středovaných veličin

Obrázek 8.19 ukazuje závislost charakteristických veličin rezonátoru v závislosti na poloze podél osy rezonátoru.

Průběhy amplitud rychlosti a tlaku jsou dopočítány dle vztahu 6.24 z variance proběhů rychlosti, resp. tlaku, průměrované přes čas dopovídající periodě vlnění. Skokový nárůst rychlosti podél rezonátoru je opět dán zmenšením průřezu rezonátoru dostupného pro pracovní plyn ve stacku.



Obrázek 8.19: Průběh středních hodnot teploty, rychlosti a tlaku podél osy rezonátoru

Obrázek 8.20 ukazuje průběhy časově středované plošné hustoty toku tepla z pracovní tekutiny do destičky stacku v závislosti na poloze podél osy kanálku stacku. Úsečky, podél kterých je plošná hustota tepelného toku odečítána, jsou paralelní s osou kanálku a prochází v prním případě středem strany čtvercového profilu kanálku a v druhém případě vrcholem čtvercového profilu kanálku. I zde je patrný nenulový průměrný tok tepla ze stěny stacku do pracovního plynu ve střední oblasti kanálku. To je podobně jako v případech 2D termoakustických článků operujících se stojatým vlněním zhruba stejné frekvence důsledkem zvýšených ztrát vlivem vedení tepla v pracovním plynu.



Obrázek 8.20: Průběh středních hodnot tepelného toku mezi pracovním plynem a stackem - paralelně k ose rezonátoru

Průběhy časově středovaného toku tepla z pracovní tekutiny do destičky stacku podél obvodu kanálku stacku ve vzdálenosti z = 0.1 mm od konců stacku ukazuje obrázek 8.21. Střední hodnoty tepelných toků jsou zde uvedeny v absolutní hodnotě. Stále platí, že tepelný tok na konci stacku blíže uzlu tlaku směřuje směrem ze stacku do praconvího plynu a tepelný tok na konci stacku blíže kmitně tlaku naopak směřuje z pracovního plynu do stacku. Grafy na obrázku 8.21 se protínají. Ve středu stran čtvercového průřezu kanálku je více tepla přeneseno blíže kmitně tlaku, kde je vyšší amplituda teploty. Naproti tomu u vrcholů čtvercového průřezu kanálku je více tepla přeneseno blíže uzlu tlaku, kde je menší amplituda teploty kompenzována vyšší amplitudou rychlosti. Z toho lze usoudit, že v případě čtvercového profilu kanálku stacku lze dosáhnout výhodnějších energetických toků v případě, jsou-li rozměry profilu kanálku stacku závislé na poloze podél osy stacku.

Pro úplnost, blíže uzlu tlaku jsou amplitudy výchylek částic tekutiny 0,3 mm, zatímco blíže kmitně tlaku je to již jen 0,2 mm.



Obrázek 8.21: Průběh středních hodnot tepelného toku mezi pracovním plynem a stackem - obvodově v řezu kolmém na osu kanálku stacku

Lze říci, že 50 % smáčené plochy v kanálku stacku čtvercového průřezu je z hlediska termoakustického jevu o 50 % méně efektivní než zbylých 50 % smáčené plochy kanálku stacku. To je způsobeno zpomalením tekutiny v blízkosti rohů čtvercového profilu vlivem viskozity.

8.5.3 Simulace v prostoru parametrů určujících charakter proudění

Obrázek 8.22 ukazuje přibližnou polohu provedené simulace v prostoru parametrů určujících režim proudění v rezonátoru. Zde je vhodné určit charakter proudění jak mimo stack, tak i v v oblasti stacku.

Hodnota charakteristického rozměru mimo stack je D = 10 mm a maximální rychlost mimo stack je 15 m/s. Ve stacku je hodnota charakteristického rozměru $2y_0 = 0.2$ mm a maximální rychlost ve stacku je 16 m/s.



Obrázek 8.22: Provedená simulace v kontextu hranice mezi režimy oscilujícího proudění

Obrázek 8.22 předpovídá ve stacku laminární proudění. Mimo stack vznikne slabě turbulentní proudění, nicméně lze očekávat, že fluktuace, jež by mohly být přeneseny z oblasti mimo stack do oblasti stacku budou ve stacku poměrně rychle utlumeny. Z hlediska výsledků průměrných hodnot tepelného toku mezi pracovním plynem a stackem je předpoklad laminárního proudění v rezonátoru oprávněný.

9 Závěr

Řešení disertační práce se ukázalo být multidisciplinárním úkolem vedoucím od návrhu typů a rozměrů testovacích zařízení, přes analýzu vybraného návrhu až po sestavení numerických modelů. Hlavní částí práce byla analýza navrženého zařízení skrze zjednodušené numerické modely, nicméně i teoretický rozbor návrhu zařízení s důrazem na aspekty miniaturizace může být cenným zdrojem informací z hlediska širokého spektra termoakustických zařízení. Analýza termoakustických zařízení je multifyzikálním problémem vyžadujícím využití informací, které přináší mechanika tekutin a termodynamika. Matematicky je složitost problému vyjádřena nelineárními parciálními diferenciálními rovnicemi pospisujícími daný problém. To je dále umocněno odlišným charakterem těchto rovnic v různých částech výpočetní oblasti (rovnice přechází mezi parabolickým a hyperbolickým typem). Uspokojivé řešení problému navíc komplikuje, podobně jako je tomu například u turbulence, skutečnost, že stav systému po uplynutí časového úseku významného z hlediska provozu zařízení jako celku závisí na jevech, jejichž charakteristický čas je řádově menší. Konkrétně v případě termoakustických zařízení platí, že čas ustavení limitního cyklu zařízení (konstantní časové průměry veličin průměrované přes délku jedné periody oscilačního cyklu) se výrazně liší od délky jedné periody oscilačního cyklu. Přesto, jak je v práci uvedeno, časová měřítka se se zmenšujícími se rozměry zařízení vzájemně přibližují, což dělá miniaturní termoakustická zařízení vhodná k analýze metodami výpočetní mechaniky tekutin.

Předložená disertační práce rozebírá jeden z možných přístupů k řešení problému chlazení mikroelektronických zařízení z hlediska sestavení metodiky modelování miniaturních termoakustických zařízení v OpenFOAMu. Nutnost komplexnějšího přístupu k řešení problémů termoakustiky byla diskutována s odkazem na v současné době dominantně používaný návrhový software pro termoakustická zařízení známý pod názvem DeltaEC. Z pohledu navrženého zařízení je DeltaEC efektivním nástrojem tvorby prvotního návrhu, nicméně je omezeno lineární teorií termoakustiky a 1D charakterem výsledných řešení. DeltaEC tedy ani v lineárním režimu není schopno popsat korektně provozní parametry zařízení, kde je pole teploty mimo oblast stacku vícerozměrné. Příkladem takového zařízení je právě v této práci navržený rezonátor, kde jako výměníky tepla slouží stěny samotného rezonátoru.

Numerické simulace diskutované v průběhu práce byly provedeny v souladu s ověřenými postupy výpočetní dynamiky tekutin tak, aby výsledky byly v co možná nejlepší shodě s fyzikální realitou. V práci použité přístupy byly validovány na problémech lineární akustiky a lineární termoakustiky. Validované modely

byly dále rozšířeny jak z pohledu zvýšení geometrické, tak i fyzikální složitosti problému (nelineární jevy). Předpovědi získané numerickými simulacemi byly kriticky zhodnoceny z hlediska schopnosti využitých modelů popsat daný problém a rovněž z hlediska diskretizace výpočetní oblasti. Jelikož v současné době není k dispozici experimentální model schopný ověřit simulacemi získaná data, na předloženou práci by tedy mělo být pohlíženo jako na soubor metodiky a nástrojů pro řešení problémů termoakustiky metodou konečných objemů. Uvedená metodika byla zpracována s využítím volně dostupného kódu OpenFOAM, což z hlediska dostupnosti navazuje na program DeltaEC, který se již osvědčil jak při návrhu některých typů termoakustických zařízení, tak jako výukový program pro studium akustiky.

Významné nelinearity, jimiž se tato práce zabývá, jsou vyšší harmonické složky a akustické středoproudy. G. W. Swifta [49] ve své knize hovoří o schopnosti Rottovy termoakustické teorie dát kvalitní předpovědi chování termoakustického systému i navzdory poměrně výraznému vlivu vyšších harmonických složek. Naproti tomu akustické středoproudy, podobně jako turbulence, umocňují přestup tepla mezi stěnami rezonátoru a pracovním plynem. Tyto jevy jsou dle v této práci navrženého konceptu zařízení pro chlazení mikroelektroniky zcela zásadní.

10 Další směry výzkumu

Z hlediska budoucího výzkumu termoakustiky na Katedře energetických zařízení Technické univerzity v Liberci dává práce budoucím studentům k programu DeltaEC další nástroj, který může dopomoci při návrhu a optimalizaci termoakustických zařízení a zároveň dovoluje vhodně doplnit budoucí experimenty o numerické simulace. Termoakustika je dle autorova názoru jako studijní obor perspektivní, jelikož netriviálním způsobem spojuje akustiku s přenosem tepla. Mimo to je výzkum termoakustických zařízení poměrně nenáročný na počáteční investice díky jejich konstrukční jednoduchosti.

Čistě z pohledu numerických simulací považuji za přínosné vytvořit model termokustického článku o natolik malých rozměrech, aby šíření akustické vlny podél kanálku stacku probíhalo v režimu smykového proudění (ve smyslu klasifikace proudění dle Knudsonova čísla). V rámci OpenFOAMu taková simulace vyžaduje implementaci nových okrajových podmínek do standartních řešičů pro problémy přenosu tepla, což je jistě samo o sobě přínosem pro obor.

Kompletní model termoakustického zařízení s pláštěm rezonátoru nahrazujícím výměníky tepla je cílem, k jehož dosažení prezentovaná práce předkládá všechny potřebné nástroje. Výsledky ze simulace takového zařízení odpovídající limitnímu cyklu mohou dodat zásadní informace z pohledu využitelnosti takových zařízení k chlazení mikroelektroniky. V této práci představená metodika umožňuje modelování rezonátorů s proměnným průřezem, což dává prostor k optimalizaci v této práci navrženého zařízení. Benefity optimalizace tvaru kanálku stacku byly nastíněny v kapitole 8

Z hlediska snahy o dosažení co nejvyšších chladicích výkonů je zajímavou otázkou, jakým způsobem ovlivní chod termoakustického zařízení využití nanotekutiny, konkrétně nanoaerosolu, jako pracovní tekutiny. Výzkum v této oblasti není otázkou pouhého nahrazení termofyzikálních konstant konvenčního pracovního plynu termofyzikálními konstantami zvolené nanotekutiny. Je třeba zvážit chování nanotekutiny na úrovni jejích složek, tedy na úrovni základní tekutiny a nanočástic. Například termoforéza zde může mít významný vliv.

Navržená metodika modelování termoakustických zařízení není využitelná pouze z hlediska chladicích zařízení (např. 4.1), resp. motorů (např. 4.1) pracujících na principu stojatého vlnění. Může být využita rovněž při modelování termokustické separace směsí plynů. Oproti DeltaEC může takový model popsat separaci ve vícesložkových směsích nebo může nastínit funkci termoakustického separačního zařízení v nelineárním režimu.

Použitá literatura

- 1. TESAŘ, Václav. Vortex Rings and Jets: Recent Developments in Near-Field Dynamics. 1. vyd. Singapore: Springer, 2015. ISBN 978-981-287-395-8.
- 2. MOORE, George Edward. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, **38**, 8. 1965. ISSN 1098-4232.
- 3. INTEL CORPORATION. 50 Years of Moores law [online]. 2017 [cit. 2017-09-01]. Dostupné z: https://www.intel.com/content/www/us/en/silicon-innovations/moores-law-technology.html.
- THE TELEGRAPH. End of Moore's Law? What's next could be more exciting [online]. 2017 [cit. 2017-09-01]. Dostupné z: http://www.telegraph.co.uk/ technology/2016/02/25/end-of-moores-law-whats-next-could-bemore-exciting/.
- AGOSTINI, B.; FABBRI, M.; PARK, J. E.; WOJTAN, L.; THOME, J. R.; MICHEL, B. State of the art of high heat flux cooling technologies. *Heat Transf* Eng 28:258-81. 2007.
- 6. Reliability prediction of electronic equipment. U.S. Department of Defense, MIL-HDBK-2178B, NTIS, Springfield, VA, 1974.
- 7. PEDRAM, M.; NAZARIAN, S. Thermal modeling, analysis, and management in VLSI circuits: principles and methods. *Proc IEEE 94:1487–518*. 2006.
- 8. ELLSWORTH, M. J. The challenges of operating computers at ultra-low temperatures. *Electronics Cooling* 7 (3). 2001.
- 9. CENGEL, Y. A. *Heat transfer: a practical approach. New York.* McGraw–Hill, 2003.
- 10. MURSHED, S. M. S.; CASTRO, C. A. Nieto de. A critical review of traditional and emerging techniques and fluids for electronics cooling. *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 78. 2017.
- 11. MCWILLIAMS, Andrew. The Market for Thermal Management Technologies. BCC Research. 2016.
- 12. UNIVERSITY OF MICHIGAN. Michigan Micro Mote (M³) Makes History [online]. 2015 [cit. 2018-05-16]. Dostupné z: http://www.eecs.umich.edu/ eecs/about/articles/2015/Worlds-Smallest-Computer-Michigan-Micro-Mote.html.

- 13. LESLIE, S. G. Cooling options and challenges of high power semiconductor modules. *Electron Cool.* 2006.
- ACIKALIN, Tolga; WAIT, Sydney M.; GARIMELLA, S.V.; RAMAN, Arvind. Experimental investigation of the thermal performance of piezoelectric fans. *Heat Transfer Engineering*, 25. 2004. ISSN 1521-0537.
- ACIKALIN, Tolga; GARIMELLA, S.V.; RAMAN, Arvind; PETROSKI, James. Characterization and optimization of the thermal performance of miniature piezoelectric fans. *Heat Transfer Engineering*, 28, 4. 2007. ISSN 1521-0537.
- 16. HELD, B.; PEYROUS, R. A systematic parameters study from analytic calculations to optimize ozone concentration in an oxygen-fed wire-to-cylinder ozonizer. *European Physical Journal Applied Physics*, **7**. 1999. ISSN 1286-0050.
- 17. FAGHRI, A. Review and advances in heat pipe science and technology. J Heat Transf 134. 2012.
- 18. CHEN, X.; YE, H.; FAN, X.; REN, T.; ZHANG, G. A review of small heat pipes for electronics. *Appl Therm Eng 96.* 2016.
- WEI, Y.; JOSHI, Y. K. Stacked microchannel heat sinks for liquid cooling of microelectronic components. J Electron Packag 126:60–6. 2004.
- 20. SIMONS, R. E.; CHU, R. C. Application of thermoelectric cooling to electronic equipment: a review and analysis. *Proceedings of the 16th Annual IEE semiconductor thermal measurement and management symposium.* 2000.
- LASANCE, C.; SIMONS, R. Advances in high performance cooling for electronics. *Electron Cool* 11(4). 2005.
- 22. MURSHED, S. M. S.; CASTRO, C. A. Nieto de. Nanofluids as advanced coolants: Green solvents I: properties and applications in chemistry. London: Springer, 2012.
- MURSHED, S. M. S.; LEONG, K. C.; YANG, C. Thermophysical and electrokinetic properties of nanofluids-a critical review. *Appl Therm* Eng;28:2109–25. 2008.
- MURSHED, S. M. S.; CASTRO, C. A. Nieto de; LOURENCO, M. J. V.; LOPES, M. L. M.; SANTOS, F. J. V. A review of boiling and convective heat transfer with nanofluids. *Renew Sustain Energy Rev;15:2342–54.* 2011.
- LORD RAYLEIGH. The Explanation of Certain Acoustic Phenomena. Nature, 18. 1878. ISSN 1476-4687.
- 26. MERKLI, P.; THOMANN, H. Thermoacoustic effects in a resonance tube. Journal of Fluid Mechanics 70 (Part 1), 161. 1975.
- 27. SWIFT, G. W. Analysis and performance of a large thermoacoustic engine. J. Acoust. Soc. Am. 92 (3). 1992. ISSN 00001-4966.
- GARRETT, S. L.; ADEFF, J. A.; HOFLER, T. J. Thermoacoustic Refrigerator for Space Applications. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Volume 7, Number 4.* 1993. ISBN 1533-6808.

- BALLISTER, S. C.; MCKELVEY, D. J. Shipboard Electronics Thermoacoustic Cooler. 1995. Master of Science Thesis. Physics Department, Naval Postgraduate School, Monterey.
- ARMAN, B.; WOLLAN, J.; SWIFT, G.; AL., et. Thermoacoustic natural gas liquefiers and recent developments. *Cryogenics and refrigeration-Proceedings of ICCR 2003.* [N.d.]. ISBN 7506258641.
- SWIFT, G. W.; MARTIN, R. A.; RADEBOUGH, R. Acoustic Cryocooler. U.S. Patent 4 953 366, 1990.
- 32. PIERENS, M.; THERMEAU, J. P.; POLLÈS, T. Le; DUTHIL, P. Experimental Characterization of a Thermoacoustic Travelling-Wave Refrigerator. International Journal of Mechanical and Mechatronics Engineering Vol:5, No:6. 2001. ISSN 22272771.
- TSAI, C. L.; CHEN, R. L.; CHEN, C. L.; DENATALEL, J. Micro-machined Stack Component for Miniature Thermoacoustic Refrigerator. Proc. of 15th IEEE International Conference on Micro-Electro-Mechanical Systems, Piscataway. 2002.
- ABDEL-RAHMAN, E.; BEHUNIN, R.; KWON, Y.; SYMKO, O. G. Heat Transfer by High-Frequency Thermoacoustic Engines. Proceedings of the Second International Conference on Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, HEFAT. 2003.
- SYMKO, O. G.; ABDEL-RAHMAN, E.; KWON, Y. S.; EMMI, M.; BEHUNIN, R. Design and development of high-frequency thermoacoustic engines for thermal management in microelectronics. *Microelectronics Journal*, 35(2). 2004.
- HOFLER, T. J.; ADEFF, J. A. A miniature Thermoacoustic Refrigerator for ICs. Proceedings of 17th International Congress on Acoustics, Roma, 4B.02.01. 2001.
- JIN, T.; FAN, L.; WANG, B. R.; CHEN, G. B. PZT driven miniature thermoacoustics refrigerator. *Journal of Engineering Thermophysics*, 25(5). 2004.
- 38. UEDA, Y.; AOI, Y. Critical temperature ratio needed for a spontaneous gas oscillation in a miniature thermoacoustic engine. *Proceedings of 20th International Congress on Acoustics, ICA.* 2010.
- 39. FLITCROFT, M.; SYMKO, O. G. Ultrasonic thermoacoustic convertor. Ultrasonics, 53. 2013.
- 40. TABELING, Patrick. *Introduction to Microfluidics*. USA: Oxford University Press, 2010. ISBN 978-019-958-816-9.
- KINSLER, Lawrence E.; FREY, Austin R.; COPPENS, Alan B.; SANDERS, James V. Foundamentals of Acoustics. 4. vyd. New York: John Wiley I& Sons, Inc., 2000. ISBN 978-047-184-789-2.
- 42. LIGHTHILL, James. Acoustic streaming. Journal of Sound and Vibration, 6, 3. 1978. ISSN 0022-460X.
- WIKLUND, M.; GREEN, R.; OHLIN, M. Acoustic streaming. Lab on a Chip, 12. 2012. ISSN 1473-0189.
- 44. NYBORG, Wesley. Acoustic Streaming. *Physical Acoustics*, 2, B. 1965. ISSN 0893-388X.
- 45. NYBORG, Wesley L. Acoustic streaming near a boundaryg. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **30**, 325. 1958. ISSN 1520-8524.
- 46. SCHLICHTING, H. Berechnung ebener periodischer Grenzschichtströmungen. *Physikalische Zeit*, **33**. 1932.
- 47. LORD RAYLEIGH. *Philosophical Transactions*. London: The Royal Society, 1884. ISSN 0261-0523.
- HAMILTON, M. F.; ILINSKII, Y. A.; ZABOLOTSKAYA, E. A. Thermal effects on acoustic streaming in standing waves. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **114**. 2003. ISSN 00001-4966.
- SWIFT, Gregory W. Thermoacoustics: A Unifying Perspective For Some Engines And Refrigerators. 2. vyd. Springer International Publishing, 2007. ISBN 978-3-319-66932-8.
- IGUCHI, Manabu; OHMI, Munekazu; MAEGAWA, Kazunori. Analysis of free oscilating flow in a U-shaped tube. *The Japan Society of Mechanical Engineers*, 25, 207. 1982. ISSN 0021-3764.
- HINO, Mikio; SAWAMOTO, Masaki; TAKASU, Shuji. Experiments on transition to turbulence in and oscillatory pipe flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 75, 2. 1976. ISSN 1469-7645.
- ROTT, Nikolaus. Thermoacoustics. Advances in Applied Mechanics, 20, 135. 1980. ISSN 0065-2156.
- 53. GARRETT, Steven L. Thermoacoustic engines and refrigerator. American Journal of Physics, 72, 1. 2004. ISSN 1943-2909.
- LANDAU, Lev Davidovich; LIFSHITZ, Evgeny Mikhailovich. Fluid Mechanics. Course of theoretical physics. 6. 6. vyd. Pergamon Press, 1987. ISBN 978-148-316-104-4.
- SONNTAG, Richard E.; BORGNAKKE, Claus; WYLEN, Gordon J. Van. *Fundamentals of thermodynamics*. 1. vyd. John Wiley & Sons, 1998. ISBN 978-047-115-232-3.
- 56. TIJANI, Moulay El Hassan. Loudspeaker-driven thermo-acoustic refrigeration. 2001. ISBN 90-386-1829-8. Disertační práce. Technische Universiteit Eindhoven, Department of Applied Physics. Vedoucí práce Fons DE WAELE; Steven L. GARRETT; J. C. H. ZEEGERS.
- 57. WHEATLEY, J. C. Understanding some simple phenomena in thermoacoustics. *American Journal of Physics 53 147.* 1985.

- KIM, Jangwoo; RO, Paul I. Feasibility Study on Thermoacoustic Cooling for Low-Power Handheld Electronic Devices. Journal of Thermal Science and Engineering Applications, 7, 2. 2015. ISSN 1948-5085.
- 59. SMITH, Barton L. Thermoacoustic cooling device. US. pat., 7.263.837. 2007.
- GLEZER, Ari; AMITAY, Michael. Synthetic jets. Annual Review of Fluid Mechanics, 34. 2002. ISSN 1545-4479.
- 61. CHEN, G.; KRISHAN, G.; YANG, Y.; TANG, L.; MACE, B. Numerical investigation of synthetic jets driven by thermoacoustic standing waves. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 146. 2020.
- GIACOBBE, F. W. Estimation of Prandtl numbers in binary mixtures of helium and other noble gases. *Journal of Acoustic Society of America 96*, 3568. 1994.
- OLSON, Jeffrey R.; SWIFT, Gregory W. Acoustic Streaming in Pulse Tube Refrigerators: Tapered Pulse Tubes. Cryogenics, 37, 12. 1997. ISSN 0011-2275.
- 64. BOST, J. R. A New Type of Tweeter Horn Employing a Piezoelectric Driver. Journal of the Audio Engineering Society 796. 1975.
- OFFNER, A.; RAMON, G. Z. Modeling of micro-scale thermoacoustics. Applied physics letters 108, 183902. 2016.
- 66. TSIEN, H. Superaerodynamics, The Mechanics of Rarefied Gas. *Journal of the Aeronautical Sciences 13.* 1946.
- KENNARD, E. H. Kineric Theory of Gases with an Introduction to Statistical Mechanics. McGraw–Hill Book Co., 1938.
- 68. WARD, Bill; CLARK, John; SWIFT, Gregory. Design Environment for Low Amplitude Energy Conversion. 6.4b2.7. Los Alamos National Laboratory, 2017.
- COURANT, Richard; FRIEDRICHS, Kurt; LEWY, Hans. On the Partial Difference Equations of Mathematical Physics. *IBM Journal of Research and Development*, 11, 2. 1967. ISSN 0018-8646.
- 70. RICHARDSON, L. F. Weather Prediction by Numerical Process. 2. vyd. Cambridge University Pres, 1965. ISBN 978-051-161-829-1.
- ASHFORD, O. M. Prophet-or Professor? The Life and Work of Lewis Fry Richardson. 1. vyd. Adam Hilger, Bristol a Boston, 1985. ISBN 978-085-274-774-2.
- THOM, A. The Flow Past Circular Cylinders at Low Speeds. Proceedings of Royal Society A, 141, 845. 1933. ISSN 0370-1662.
- KAWAGUTI, M. Numerical Solution of the NS Equations for the Flow Around a Circular Cylinder at Reynolds Number 40. *Journal of the Physical Society of Japan*, 8. 1953. ISSN 1347-4073.
- RUNCHAL, A. K. Brian Spalding: CFD and reality A personal recollection. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52, 17-18. 2008. ISSN 0017-9310.

- 75. WELLER, Herman G.; TABOR, G.; JASAK, Hrvoje; FUREBY, Christer. A tensorial approach to computational continuum mechanics using object-oriented techniques. *Computers in Physics*, **12**, 6. 1998. ISSN 0010-4655.
- 76. ENGINEERING, Micro & Nano Flows for. Micro & Nano Flows for Engineering [online]. 2018 [cit. 2018-06-13]. Dostupné z: http://www. micronanoflows.ac.uk/.
- ROBERTSON, Eric; CHOUDHURY, Visrant; BHUSHAN, Shanti; WALTERS, D. Keith. Validation of OpenFOAM numerical methods and turbulence models for incompressible bluff body flows. *Computers and Fluids*, **123**. 1998. ISSN 0045-7930.
- BIRD, G. A. Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows.
 vyd. Oxford: Clarendon Press, 1994. ISBN 978-019-856-195-8.
- 79. BERGER, M. J.; COURSEY, J. S.; ZUCKER, M. A.; CHANG, J. Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions [online]. 2017 [cit. 2018-10-15]. Dostupné z: http: //physics.nist.gov/Star.
- ARKILIC, Errol B. Measurement of the Mass Flow and Tangential Momentum Accommodation Coecient in Silicon Micromachined Channels. 1997. Disertační práce. Massachusetts Institute of Technology. Vedoucí práce Kenneth BREUER; Martin SCHMIDT.
- WHITE, Craig; BORG, Matthew K.; SCANLON, Thomas J.; REESE, Jason M. A DSMC Investigation of Gas Flows in Micro-channels with Bends. Journal of Computers & Fluids, 71. 2013. ISSN 0045-7930.
- 82. TSIEN, Hsue-Shen. Superaerodynamics, The Mechanics of Rarefied Gas. Journal of the Aeronautical Sciences, 13, 12. 1946. ISSN 0095-9812.
- 83. WHITE, Frank M. Viscous Fluid Flow. 3. vyd. McGraw-Hill Education, 1991. ISBN 978-007-240-231-5.
- POLING, Bruce E.; PRAUSNITZ, John M.; O'CONNEL, John P. The Properties of Gases and Liquids. 5. vyd. New York: McGraw-Hill Education, 2001. ISBN 978-007-011-682-5.
- 85. JASAK, Hrvoje. Error Analysis and Estimation for the Finite Volume Method with Applications to Fluid Flows. 1996. Disertační práce. Imperial College of Science, Technology a Medicine. Vedoucí práce A. D. GOSMAN; R. I. ISSA.
- 86. Implicit Vs. Explicit Numerical Methods [online]. 2018 [cit. 2018-10-15]. Dostupné z: https://www.flow3d.com/resources/cfd-101/numericalissues/implicit-versus-explicit-numerical-methods/.
- HOLZMANN, T. Mathematics, Numerics, Derivations and OpenFOAM [online]. 2016 [cit. 2017-10-12]. Dostupné z: http://voluntary.holzmanncfd.de.

- 88. SHEWCHUK, Jonathan F. An Introduction to the Conjugate Gradient Method Without the Agonizing Pain. Pittsburgh: School of Computer Science, Carnegie Mellon University, 1994. Dostupné také z: https://www.cs.cmu.edu/~quakepapers/painless-conjugate-gradient.pdf.
- 89. POEL, Bart van der. *Time domain impedance boundary conditions in computational fluid dynamics for use in thermoacoustic modeling.* 2013. Diplomová práce. University of Twente.
- URUBA, V. On 3D Instability of Wake behind a Cylinder. AEaNMiFMaE 2016, 27-29, University of Žilina, Department of Power Engineering (R. Lenhard, K. Kaduchová), 2016.
- 91. CAO, N.; OLSON, J. R.; SWIFT, G. W.; CHEN, S. Energy flux density in a thermoacoustic couple. *Journal of Acoustical Society of America 99.* 1996.
- MAHMUD, S.; FRASER, R. A. Visualizing energy flows through energy streamlines and pathlines. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50, 2007.
- 93. WANG, Hsiu-Che; JEWELL-LARSEN, Nils E.; MAMISHEV, Alexander V. Thermal management of microelectronics with electrostatic fluid accelerators. *Applied Thermal Engineering*, 51, 1-2. 2013. ISSN 1359-4311.
- WINKLUND, Martin; GREEN, Roy; OHLIN, Mathias. Acoustofluidics 14: Applications of acoustic streaming in microfluidic devices. *Lab on a Chip*, 14. 2012. ISSN 1473-0189.
- 95. SUJITH, R. I. *Acoustic Instabilities in Aerospace Propulsion* [NPTEL: National Programme on Technology Enhanced Learning]. 2012.
- 96. NAMDAR, A.; KIANIFAR, A.; ROOHI, E. Numerical investigation of thermoacoustic refrigerator at weak and large amplitudes considering cooling effect. *Cryogenics* 67, 36–44. 2015.

A Vlastní publikace autora

TISOVSKÝ, Tomáš; VÍT, Tomáš. Design of Theoretically Optimal Thermoacoustic Cooling Device. EPJ Web of Conferences, **114**, 2016.

TISOVSKÝ, Tomáš; VÍT, Tomáš. *Bistability and hysteresis of annular impinging jets*. AIP Conference Proceedings **1745**, 020061, 2016.

TISOVSKÝ, Tomáš. Couette-like and Poiseuille-like flows in micro-channel – DSMC investigation. Workshop for phd. students of faculty of textile engineering and faculty of mechanical engineering TUL, 2016.

TISOVSKÝ, Tomáš; VÍT, Tomáš. Direct simulation Monte Carlo method for gas flows in micro-channels with bends with added curvature. EPJ Web Conferences, 143, 2017.

TISOVSKÝ, Tomáš. Design of numerical model for thermoacoustic devices using OpenFOAM. AIP Conference Proceedings **1889**, 020043, 2017.

TISOVSKÝ, Tomáš. *Numerický model mikropumpy*. Studentská vědecká a odborná činnost 2017.

KOŘÍNEK, Tomáš; HUJER Jan; TISOVSKÝ, Tomáš. Large eddy simulation of flow through artificial macro-porous structure. Engineering mechanics, 2018.

TISOVSKÝ, Tomáš; VÍT, Tomáš. *Hysteresis of planar double slot impinging air jet.* EPJ Web Conferences, **180**, 2018.

TISOVSKÝ, Tomáš; VÍT, Tomáš. Numerical investigation of changes in thermoacoustic refrigerator operating parameters. EPJ Web Conferences, **220**, 2019.

TISOVSKÝ, Tomáš; VÍT, Tomáš. *Studie využitelnosti termoakustických zařízení pro separaci plynů*. Souhrnná výzkumná zpráva

KOŘÍNEK, Tomáš; TISOVSKÝ, Tomáš. Study of heat transfer in backward-facing step flow using Partially-Averaged Navier-Stokes (PANS) turbulence modeling method. Topical Problems of Fluid Mechanics, Praha, ACAD SCI CZECH REPUBLIC, INST THERMOMECHANICS, 2020.