

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra inženýrství pevných látek

Obor: Inženýrství pevných látek

DIPLOMOVÁ PRÁCE



**Vývoj metodiky zpracování signálů z měření
rychlostí povrchových akustických vln na
pokročilých materiálech**

Vypracoval: Bc. Jakub Kušnír

Vedúci práce: Ing. Petr Sedlák, Ph.D.

Rok: 2021



ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE
FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ
Katedra inženýrství pevných látek

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

Student: Bc. Jakub Kušnir

Studijní program: Aplikace přírodních věd

Obor: Inženýrství pevných látek

Akademický rok: 2020/2021

Název práce: *Vývoj metodiky zpracování signálů z měření rychlostí povrchových akustických vln na pokročilých materiálech*

Název práce (anglicky): *Signal processing methodology for evaluation of velocity of surface acoustic waves in advanced materials*

Pokyny pro vypracování:

Diplomová práce bude zaměřena na vyhodnocení elastických vlastností materiálů z experimentálních měření povrchových akustických módů, zejména pak dat získaných z tzv. spektroskopie s přechodovou mřížkou. Cílem práce je realizovat experimenty na materiálech s různou symetrií a různou velikostí elastické anizotropie, vytvoření vlastního programu pro zpracování získaných dat a vyhodnocení možnosti měření rychlostí jednotlivých povrchových módů pro různé třídy materiálů.

Experimentální část práce proběhne v Oddělení ultrazvukových metod Ústavu termomechaniky AVČR.

Při řešení postupujte podle následujících bodů.

I. Rešeršní/teoretická část

- 1) Seznamte se s experimentálními metodami měření povrchových elastických vln, zejména pak s laser-ultrazvukovou metodou spektroskopie s přechodovou mřížkou (TGS) a její realizací v ÚT AVČR.
- 2) Seznamte se s metodami simulace šíření povrchových akustických vln v obecně elasticky anizotropních materiálech.
- 3) Vytvořte program pro zpracování signálů z TGS, diskutujte přesnost získaných rychlostí povrchové akustické vlny a rychlostí objemových (smykových a podélných) vln v závislosti na parametrech měření.

II. Experimentální část

- 1) Připravte vhodnou sérii vzorků s různou velikostí elastické anizotropie a orientací měřeného povrchu.

- 2) Naměřte mapy úhlových závislostí rychlostí povrchových a objemových vln.
- 3) Zpracujte experimentální data, diskutujte přesnosti získaných rychlostí a jejich vliv na inverzní určení elastických konstant materiálu.

Doporučená literatura:

- [1] B. Verstraeten, J. Sermeus, R. Salenbien, J. Fizez b, G. Shkerdin, C. Glorieux: Photoacoustics **3** (2015) 64–77.
- [2] P. Stoklasová, P. Sedlák, H. Seiner, M. Landa: Ultrasonics **56** (2015) 381-389.
- [3] T. Grabec: Characterization of Complex Media by Surface Acoustic Waves utilizing Laser Ultrasound Methods, diplomová práce, FJFI ČVUT v Praze, Praha 2017.
- [4] A. G. Every, A. A. Maznev, W. Grill, M. Pluta, J. D. Comins, O. B. Wright, O. Matsuda, W. Sachse, J. P. Wolfe: Wave Motion **50** (2013) 1197–1217.

Jméno a pracoviště vedoucího práce:

Ing. Petr Sedlák, Ph.D., Katedra inženýrství pevných látek, FJFI, ČVUT / Ústav termomechaniky AV ČR, v.v.i.

Jméno a pracoviště konzultanta:

Ing. Hanuš Seiner, Ph.D., Katedra inženýrství pevných látek, FJFI, ČVUT / Ústav termomechaniky AV ČR, v.v.i.

Datum zadání diplomové práce: 29. 10. 2020

Termín odevzdání diplomové práce: 3. 5. 2021

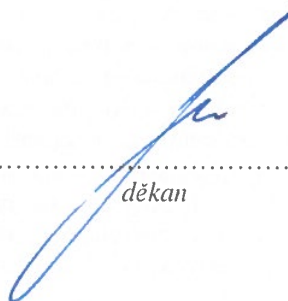
Doba platnosti zadání je dva roky od data zadání.



.....
garant



.....
vedoucí katedry



.....
děkan

V Praze dne 29. 10. 2020

Pod'akovanie:

Rád by som chcel hlavne poďakovať vedúcemu práce Ing. Petru Sedlákovi, Ph.D a vedúcemu oddelenia D5 Ústavu termomechaniky AV ČR doc. Ing. Hanušovi Seinerovi, Ph.D. DSc za možnosť pracovať na tejto práci.

Taktiež chcem poďakovať všetkým zamestnancom oddelenia D5 hlavne Ing. Tomášovi Grabecovi, Ph.D., Ing. Pavle Stoklasovej, Ph.D. a Ing. Kristýne Zoubkovej, ktorý mi pomohli s meraniami, písaným kódom v Matlab-e, poznámkami k práci a výsledkom v dobe, keď bol obmedzený prístup na oddelenie v dôsledku pandémie COVID-19 .

Taktiež ďakujem mojej snúbenici a rodine za ohromnú podporu a trpezlivosť pri písaní diplomovej práce a štúdiu.

Tato práce byla podpořena grantem Studentské grantové soutěže ČVUT č. SGS19/190/OHK4/3T/14.

Prehlásenie:

Prehlasujem, že som túto diplomovú prácu napísal a vypracoval samostatne a použil som podklady (literatúru, projekty, SW atď.) uvedené v priložených zoznamoch.

V Prahe dňa:

Podpis:

Názov práce: Vývoj metodiky zpracování signálů z mězení rychlosti povrchových akustických vln na pokročilých materiálech.

Autor: Bc. Jakub Kušnír

Katedra: Katedra inženýrství pevných látek

Vedúci diplomovej práce: Ing. Petr Sedlák, Ph.D.

Abstrakt: Táto práca skúma možnosti spracovania a merania signálu zo spektroskopie s prechodovou mriežkou na elasticky anizotropných materiáloch. Zamerali sme sa na zlepšenie signálu limitujúcich objemových a povrchových vln oproti parazitnému signálu. Signál limitujúcich povrchových vln je meraný iba pri správne nastavenej meranej fáze. Pri spracovaní meraného signálu dokážeme z poklesu signálu určiť tepelnú difuzivitu, ktorá je anizotropná pri silne elasticky anizotropných materiáloch.

Kľúčové slová: elasticita, anizotropné prostredie, spracovanie signálu, spektroskopie s prechodovou mriežkou, tepelná difuzivita

Title: Signal processing methodology for evaluation of velocity of surface acoustic wave in advanced materials

Author: Bc. Jakub Kušnír

Department: Department of Solid State Engineering

Supervisor: Ing. Petr Sedlák, Ph.D.

Abstract: This work investigates the possibilities of signal processing and measurements from transient grating spectroscopy on elastic anisotropic materials. We focused on improving the signal of limiting bulk waves and surface waves compared to the parasitic signal. The signal of the limiting bulk waves is only detected when the measured phase is set correctly. When we are processing the measured signal, we can find the thermal diffusivity from the signal drop. Thermal diffusivity is anisotropic in strongly elastic anisotropic materials.

Keywords: elasticity, anisotropic media, signal processing, transient grating spectroscopy, thermal diffusivity

Obsah

1 Úvod	6
2 Akustické vlnenie v elastických pevných látkach	7
2.1 Objemové akustické vlnenie	7
2.1.1 Hookov zákon	7
2.1.2 Vlnová rovnica	9
2.1.3 Zavedenie rýchlostí a pomalosti a ich povrchov	11
2.1.4 Rýchlosť a pomalosť v izotropnom prostredí	12
2.1.5 Rýchlosť a pomalosť v anizotropnom prostredí	13
2.2 Vedené vlny	16
2.2.1 Podmienky pri povrchu	16
2.2.2 Povrchové vlny v izotropnom prostredí	18
2.2.3 Povrchové akustické vlny v anizotropnom prostredí	19
2.2.4 Pseudo-povrchové akustické vlny	20
3 Spektroskopia s prechodovou mriežkou	21
4 Modely pre riešenie priamej a inverznej úlohy	28
4.1 Izotropné materiály	28
4.2 Anizotropné materiály	29
4.2.1 Analytický model	29
4.2.2 Numerický model	31
5 Merané dáta a experiment	34
5.1 Experimentálne usporiadanie TGS	35
5.2 Odstránenie šumu	36
5.3 Spracovanie signálu	37
5.3.1 Neupravený signál	37
5.3.2 Numerická derivácia signálu	38
5.3.3 Odstránenie neakustickej časti	40
5.4 Anizotropia v poklese neakustickej časti	43
5.5 Zmena meranej fáze	49
6 Diskusia	51
6.1 Spracovanie signálu a zmena fáze merania	51
6.2 Anizotropia v neakustickej časti	51
7 Záver	53
Referencie	55
Prílohy	59

1 Úvod

Vzťah medzi štruktúrou a vlastnosťami materiálu je základ fyziky pevných látok. Dve základné vlastnosti pevných látok sú ich mechanické a tepelné vlastnosti. Obe tieto vlastnosti sa môžu prejavíť ako kmitanie kryštalickej mriežky. Elastické mechanické vlastnosti určujú rýchlosť a smer polarizácie šíriacej sa akustickej vlny v telese, ktorá sa šíri ako kmitavý priečny alebo pozdĺžny pohyb atómov. Tepelné vlastnosti sú popísané virtuálnou časticou fonón, ktorý predstavuje kmity kryštalickej mriežky spôsobené fluktuáciou tepelných kmitov jednotlivých iónov v mriežke. K tepelnej vodivosti ešte prispieva elektrónová vodivosť hlavne v kovoch, kde je elektrónová vodivosť dominantná.

Propagácia akustického vlnenia v pevných anizotropných homogénnych látkach je zložitá a ponúka široké možnosti pre výskum. Pri pridaných heterogenitách ako je napr. voľný povrch, prináša ďalšie vlastnosti a možnosti pre skúmanie ako sú nové typy viazaného akustického vlnenia v okolí voľného povrchu. Prvé viazané vlnenie pri povrchu bolo objavené Lordom Rayleigh [1, 2], ktorý ukázal, že pri povrchu sa šíri tzv. povrchová vlna zložená z dominantnej priečnej vlny s výchylkou kolmou na povrch a minoritnej pozdĺžnej vlny.

V našej práci sa budeme hlavne venovať akustickému vlneniu v blízkosti povrchu. Vysvetlíme fyziku za elastickým akustickým vlnením v izotropných a anizotropných telesách a v blízkosti ich povrchu. Popíšeme ako môžeme akustické vlnenie detegovať pomocou spektroskopie s prechodovou mriežkou (Transient Grating Spectroscopy) a budeme sa venovať aj možným riešeniam priamej a inverznej úlohy, ktoré riešia výpočet rýchlosti povrchových vln z elastických konštánt a naopak. Priamu a inverznú úlohu môžeme riešiť analyticky [3, 4] alebo numericky [5], čomu sa venuje naše oddelenie D5 Ústavu termomechaniky AV ČR.

Cieľom našej práce bolo vyvinúť spracovanie, postup merania a odstránenie parazitného signálu zo spektroskopie s prechodovou mriežkou. Pri spracovaní a meraní chceme aby signál obsahoval čo najviac informácií o akustickej a neakustickej odozve povrchu na budenie pomocou infračerveného laseru. Chceme aby akustická časť signálu obsahovala povrchovú ale aj limitujúce objemové vlny, ktorých informácia nám pomôže pri stabilizácii numerickej inverznej úlohy. Neakustická časť signálu obsahuje informáciu o tepelných vlastnostiach, ktoré sú zaujímavé a málo kto ich pozoruje alebo skúma pomocou spektroskopie s prechodovou mriežkou [6, 7, 8, 9]. My si však myslíme, že neakustická časť signálu je tiež závislá na elastických vlastnostiach materiálu.

2 Akustické vlnenie v elastických pevných látkach

V tejto kapitole popíšeme šírenie mechanického akustického vlnenia v obecnej pevnej látke. Prve popíšeme elastické vlastnosti pevných látok a princíp šírenia akustického vlnenia v pevných látkach. Následne popíšeme typy akustického vlnenia, ktorých šírenie je možné v neohraničenom objeme a na povrchu pevných látok.

2.1 Objemové akustické vlnenie

Pri zavedení objemových vln predpokladáme šírenie v nekonečnom homogénnom prostredí bez prítomnosti hraníc s iným prostredím. Pri anizotropných prostrediach, sa objavujú zaujímavé fenomény, ktoré sú študované v obore kryštalickej akustiky. Pri anizotropných prostrediach budeme brať ako príklad nekonečný dokonalý anizotropný monokryštál. Bude to platiť ale aj pre laminát alebo kompozit, pri nich bude rozhodovať použitá vlnová dĺžka a smer šírenia o izotropii alebo anizotropii materiálu. Základy lineárnej elastodynamiky sú popísané vo viacerých publikáciách napr. [3, 10, 11, 12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19, 20]. Z týchto publikácií budeme čerpať pre popis lineárnej elastodynamiky akustického vlnenia.

2.1.1 Hookov zákon

Lineárne elastické mechanické vlnenie je popísané Hookovým zákonom pre obecné anizotropné teleso:

$$\tau_{ij} = C_{ijkl}\varepsilon_{kl}, \quad (1)$$

kde τ_{ij} a ε_{kl} sú tenzory 2. radu mechanického napätia a pomernej deformácie. C_{ijkl} je tenzor 4. radu tuhosti s celkovým počtom prvkov $3^4 = 81$, pre obecné anizotropné teleso. Počet nezávislých prvkov je však menší. Ako prvé môžeme využiť symetriu napätia a deformácie:

$$\tau_{ij} = \tau_{ji} \implies C_{ijkl} = C_{jikl}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{kl} = \varepsilon_{lk} \implies C_{ijkl} = C_{ijlk}. \quad (3)$$

To nám zníži počet nezávislých prvkov na $6^2 = 36$. Následne môžeme zobrať do úvahy hustotu energie ψ . Potom deformačná hustota energie a napätie sú dané vzťahmi:

$$\psi(\varepsilon) = \frac{1}{2}C_{ijkl}\varepsilon_{ij}\varepsilon_{kl}, \quad (4)$$

$$\tau_{ij} = \frac{\partial \psi}{\partial \varepsilon_{ij}} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl}. \quad (5)$$

Ak ψ dvakrát derivujeme podľa ε dostaneme:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varepsilon_{mn} \partial \varepsilon_{ij}} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon_{mn}} (C_{ijkl} \varepsilon_{kl}), \quad (6)$$

$$C_{ijkl} \delta_{km} \delta_{ln} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varepsilon_{mn} \partial \varepsilon_{ij}}, \quad (7)$$

$$C_{ijmn} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varepsilon_{mn} \partial \varepsilon_{ij}}, \quad (8)$$

z čoho dostaneme, že pri druhej derivácii môžeme zameniť poradie derivácií:

$$C_{ijkl} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varepsilon_{kl} \partial \varepsilon_{ij}} = \frac{\partial^2 \psi}{\partial \varepsilon_{ij} \partial \varepsilon_{kl}} = C_{klij}, \quad (9)$$

z toho všetkého dostanem, že $C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{klij}$ a počet nezávislých prvkov bude 21. Vzťah (1) potom v maticovom zápise bude mať tvar:

$$\begin{bmatrix} \tau_{11} \\ \tau_{22} \\ \tau_{33} \\ \tau_{23} \\ \tau_{13} \\ \tau_{12} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{1111} & C_{1122} & C_{1133} & C_{1123} & C_{1113} & C_{1112} \\ & C_{2222} & C_{2233} & C_{2223} & C_{2213} & C_{2212} \\ & & C_{3333} & C_{3323} & C_{3313} & C_{3312} \\ & & & C_{2323} & C_{2313} & C_{2312} \\ & & & & C_{1313} & C_{1312} \\ & & & & & C_{1212} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} \\ \varepsilon_{22} \\ \varepsilon_{33} \\ 2\varepsilon_{23} \\ 2\varepsilon_{13} \\ 2\varepsilon_{12} \end{bmatrix}. \quad (10)$$

Pre zjednodušenie zápisu indexov sa využíva Voigtová notácia. Pri tejto notácii sa indexy v (10) prepíšu podľa Tabuľky 1. Potom rovnice (1,10) budú vo Voigtovej notácii mať tvar:

Tensor indexes	Voigh indexes
11	1
22	2
33	3
23 alebo 32	4
13 alebo 31	5
12 alebo 21	6

Tabuľka 1: Prepis tenzorových indexov na Voigtové indexy.

$$\tau_i = C_{ij} \varepsilon_j, \quad (11)$$

$$\begin{bmatrix} \tau_1 \\ \tau_2 \\ \tau_3 \\ \tau_4 \\ \tau_5 \\ \tau_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & C_{14} & C_{15} & C_{16} \\ & C_{22} & C_{23} & C_{24} & C_{25} & C_{26} \\ & & C_{33} & C_{34} & C_{35} & C_{36} \\ & & & C_{44} & C_{45} & C_{46} \\ & sym & & & C_{55} & C_{56} \\ & & & & & C_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_1 \\ \varepsilon_2 \\ \varepsilon_3 \\ \varepsilon_4 = 2\varepsilon_{23} \\ \varepsilon_5 = 2\varepsilon_{13} \\ \varepsilon_6 = 2\varepsilon_{12} \end{bmatrix}. \quad (12)$$

Počet nezávislých prvkov v tenzore tuhosti následne závisí na kryštalickej symetrii. Rovnica (12) popisuje všeobecné anizotropné prostredie. V prípade kubickej symetrie a izotropnom prostredí bude mať tenzor tvar¹:

$$C_{Kubicný} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & C_{11} & C_{12} & 0 & 0 & 0 \\ & & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & sym & & & C_{44} & 0 \\ & & & & & C_{44} \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$C_{Izotropný} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{11} - 2C_{44} & C_{11} - 2C_{44} & 0 & 0 & 0 \\ & C_{11} & C_{11} - 2C_{44} & 0 & 0 & 0 \\ & & C_{11} & 0 & 0 & 0 \\ & & & C_{44} & 0 & 0 \\ & sym & & & C_{44} & 0 \\ & & & & & C_{44} \end{bmatrix}. \quad (14)$$

2.1.2 Vlnová rovnica

Základnou rovnicou lineárnej elastodynamiky je vlnová rovnica v tvare:

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_l}{\partial x_j \partial x_k}, \quad (15)$$

kde $\vec{u}(x, t)$ je vektor výchylky a ρ hustota prostredia. Riešenie bude v tvare harmonickej rovinnej vlny:

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{u}_0 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})}, \quad (16)$$

¹Môžeme si zvoliť, ktoré dve elastické konštanty budeme používať pre popis izotropného prostredia. Najčastejšie kombinácie sú $C_{11}C_{12}$ a $C_{11}C_{44}$. Ako vidíme z rovnice (14) $C_{12} = C_{11} - 2C_{44}$ resp. $C_{44} = (C_{11} - C_{12})/2$.

kde \vec{k} je vlnový vektor, \vec{u}_0 polarizácia a ω uhlová rýchlosť. Vlna je monochromatická a jej fázová rýchlosť sa dá vyjadriť ako:

$$\vec{v} = v\vec{n} = \frac{\omega}{k}\vec{n}, \quad (17)$$

kde \vec{n} je vlnová normála daná ako $\vec{k} = k\vec{n}$. Dosadením riešenie (16) do (15) dostaneme Christofferovú rovnicu:

$$\left(C_{ijkl}n_jn_l - \delta_{ik}\rho\frac{\omega^2}{k^2} \right) u_{0k} = 0, \quad (18)$$

kde $C_{ijkl}n_jn_l$ je prvok Christofferovej matice:

$$\Gamma_{ik} = C_{ijkl}n_jn_l. \quad (19)$$

Rovnica (18) je riešením vlastného čísla Christofferovej matice (19) a preto sa dá zjednodušiť do tvaru:

$$\left| C_{ijkl}n_jn_l - \delta_{ik}\rho\frac{\omega^2}{k^2} \right| = 0. \quad (20)$$

Vlastné čísla γ_i Christofferovej matice, sú prepojené s fázovou rýchlosťou (17):

$$\gamma_i = \rho\vec{v}_i^2 = \rho\frac{\omega^2}{k^2}. \quad (21)$$

Vlastné vektory Christofferovej matice sú vektory polarizácie \vec{u}_0 . Christofferova matica preberá symetriu po tenzore tuhosti, preto budú vlastne čísla reálne a vlastné vektory ortogonálne. Christofferova matica je kladne definovaná [11], čo obmedzí vlastné čísla iba na kladné hodnoty. Ako príklad uvádzame tvar Christofferovej matice pre izotropné prostredie zhodný s kubickou symetriou v smere [100] a kubickú symetriu v smere [110]:

$$\Gamma_{\text{Izotropný}} = \begin{pmatrix} C_{11} & 0 & 0 \\ 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix}, \quad (22)$$

$$\Gamma_{\text{Kubický [110]}} = \begin{pmatrix} \frac{C_{11}+C_{12}+2C_{44}}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{C_{11}-C_{12}}{2} & 0 \\ 0 & 0 & C_{44} \end{pmatrix}, \quad (23)$$

kde diagonálne prvky sú funkciou elastických konštánt a hustoty popisujúcich fázovú rýchlosť s polarizáciami danými vlastnými vektormi \vec{u}_0 . Polarizácia všetkých 3 šíriacich sa vln je navzájom kolmá ale šíria sa rovnakým smerom. Tieto vlny sa nazývajú pomalá a rýchla

priečna vlna a pozdĺžna vlna. Ich rýchlosť a polarizácia bude závisieť na smere šírenia.

2.1.3 Zavedenie rýchlostí a pomalostí a ich povrchov

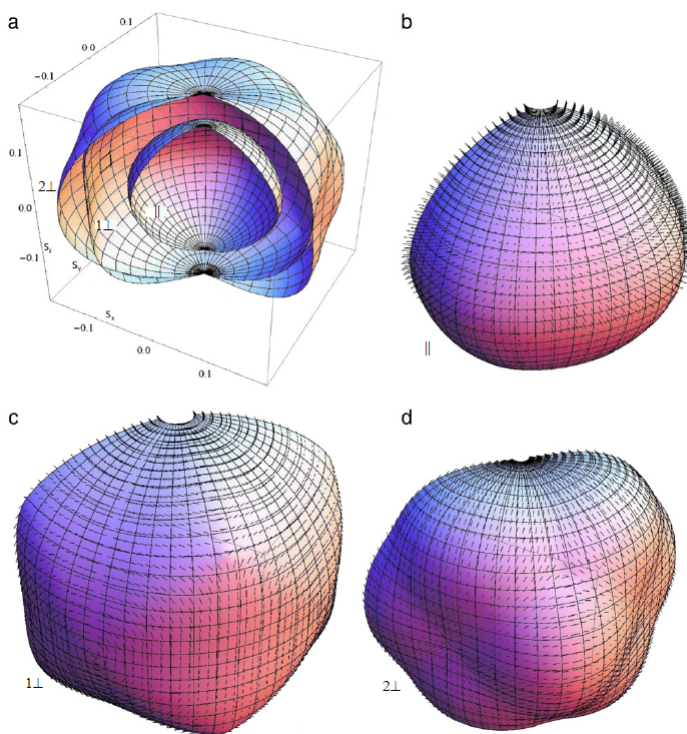
V nasledujúcich kapitolách budeme potrebovať viac druhov rýchlostí a pomalostí.

- *Fázová rýchlosť*: Definovaná ako rýchlosť akou sa pohybuje vlnové čelo s konštantnou fázou. Je daná ako podiel uhlovej rýchlosti a vlnového čísla (16).
- *Fázová pomalosť*: Definovaná ako inverzná hodnota fázovej rýchlosti. Je využívaná hlavne pri smerovej závislosti rýchlosti v anizotropných prostrediach:

$$\vec{s} = \frac{\vec{n}}{v(\vec{n})}. \quad (24)$$

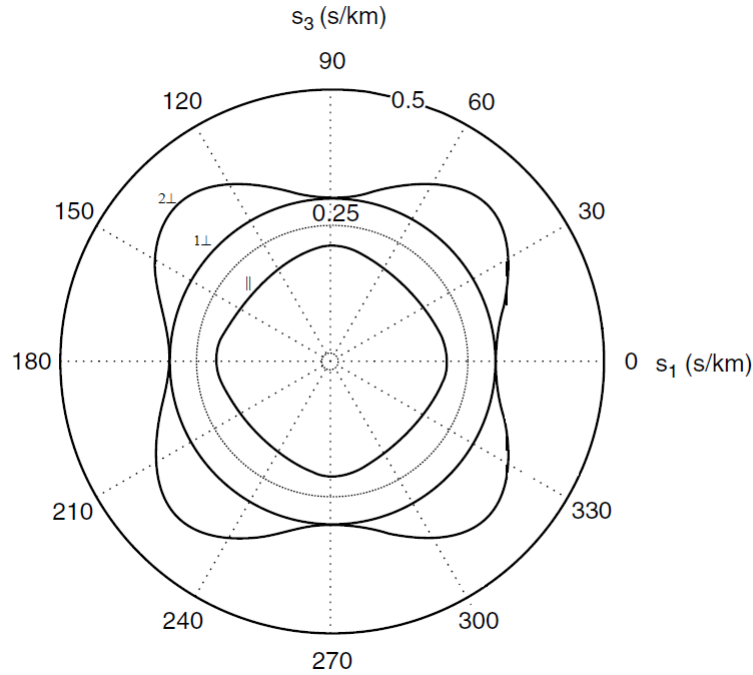
- *Grupová rýchlosť*: Definovaná ako rýchlosť a smer toku energie. Jej smer a veľkosť sa nemusí zhodovať s fázovou rýchlosťou. Grupovú rýchlosť si zdefinujeme v nasledujúcich kapitolách.

Povrchy jednotlivých rýchlostí a pomalostí vznikajú pri vykreslení závislosti rýchlosti alebo pomalosti na smere šírenia. Tieto povrchy môžu byť 3D, vtedy vidíme závislosť pre každý možný smer v danej pevnej látke. To je znázorené na Obr. 1.



Obrázok 1: Povrchy pomalosti pre Si, a) všetky povrchy pomalosti, b), c) a d) jednotlivé povrchy || pozdĺžnej pomalosti a 1⊥, 2⊥ priečnej pomalosti [21].

Pri použití povrchových detekčných metód sa používa iba 2D výrez z 3D plochy. Výrez pre povrch (001) je na Obr. 2.



Obrázok 2: Povrch pomalosti pre povrch Si (001) [22].

2.1.4 Rýchlosť a pomalosť v izotropnom prostredí

Z predchádzajúcich kapitol vieme, že v objeme sa budú šíriť 3 objemové vlny s rozdielnou polarizáciou v každom smere. Možné polarizácie sú zobrazené na Obr. 3. Dve polarizácie (a) a (c) sú priečne (\perp) a kmitanie prebieha kolmo na smer šírenia a (b) je pozdĺžne (\parallel), kde kmitanie prebieha v smere šírenia. Ich fázové rýchlosti dostaneme zo vzťahov (21, 22):

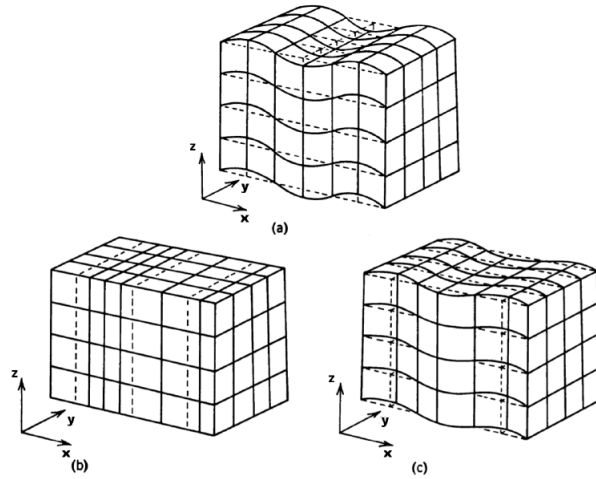
$$v_{\parallel} = \sqrt{\frac{C_{11}}{\rho}}, \quad (25)$$

$$v_{1\perp} = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}, \quad (26)$$

$$v_{2\perp} = \sqrt{\frac{C_{11} - C_{12}}{2\rho}} = \sqrt{\frac{C_{44}}{\rho}}. \quad (27)$$

V izotropnom prostredí nenastáva priestorová disperzia a vo všetkých možných smeroch bude tvar Christofferovej matice (22) rovnaký a teda aj rýchlosť objemových vln bude v kaž-

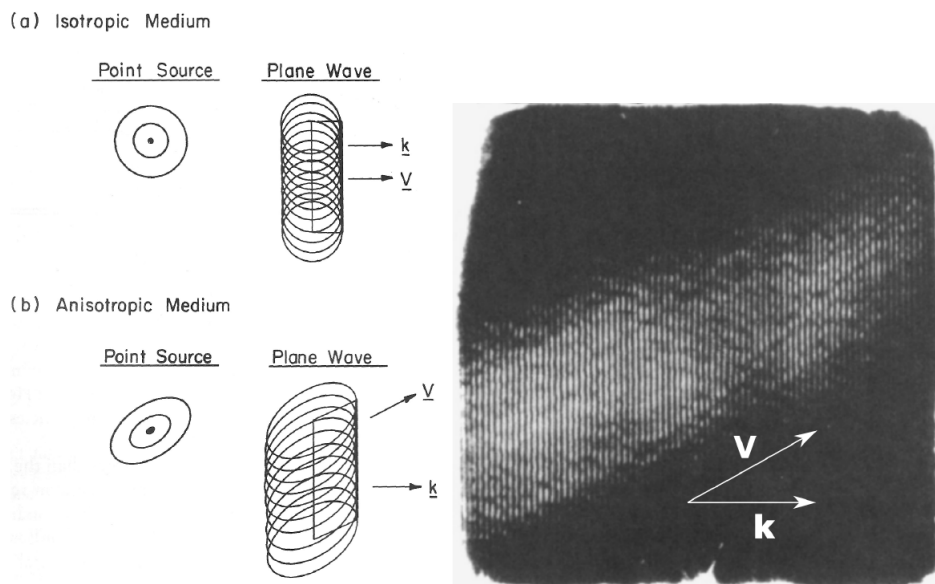
dom smere rovnaká. Grupová rýchlosť bude mať rovnakú veľkosť a smer ako fázová rýchlosť.



Obrázok 3: Možné polarizácie objemových vln v smere šírenia pozdĺž osy x . (a) a (c) sú priečne polarizované a kmitanie prebieha kolmo na smer šírenia x , (b) je pozdĺžne polarizovaná a kmitá v smere šírenia [20].

2.1.5 Rýchlosť a pomalosť v anizotropnom prostredí

Členy Christofferovej matice (22) budú závislé na smere šírenia v anizotropnom prostredí a to spôsobí priestorovú disperziu, ktorá je na Obr. 1 a 2. V dôsledku priestorovej disperzie veľkosť grupovej rýchlosti nebude zhodná s veľkosťou fázovej rýchlosti. K tomu v danom smere sa môže šíriť energia viacerých vln s rôznou polarizáciou a smerom fázového čela. Na Obr. 4 vľavo (a) a (b) je simulované vlnové čelo budené bodovým a lineárnym zdrojom v izotropnom a anizotropnom prostredí. Vpravo je experimentálne znázornenie stojatého kvázi-pozdĺžneho vlnenia. Na oboch obrázkoch vidíme, že v anizotropnom prostredí nie je smer \vec{k} vlnového vektora a \vec{v}_g grupovej rýchlosti rovnobežný, ale \vec{k} je kolmý na povrch vlnovej plochy.

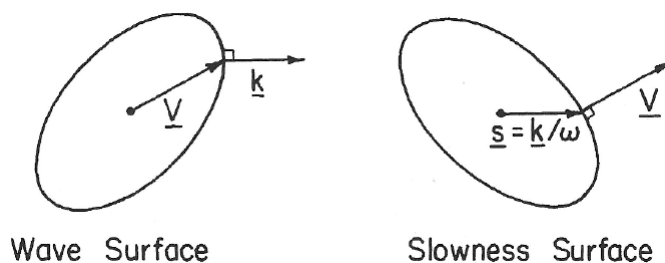


Obrázok 4: Vľavo budené vlnové čelo bodovým a lineárnym zdrojom pre izotropný materiál (a) a anizotropný materiál (b) [19]. Napravo experimentálna vizualizácia stojatého kvázi-pozdĺžneho s načrtnutím smerom grupovej rýchlosti V a \vec{k} . Experiment bol uskutočnení na kremeni tak aby \vec{k} bolo rovnobežné s Y osou kryštálu [23].

Vlnové čelo je dané ako $\vec{k} \cdot \vec{r} = \vec{k} \cdot \vec{v}_g t = \text{konšt.}$ Vieme že $\vec{k} \cdot \vec{r} = \omega t$ platí pre vlnové čelo a teda môžeme napísať vzťah medzi fázovou a grupovou rýchlosťou ako:

$$\vec{v}_g \cdot \vec{k} = v_\phi k = \omega. \quad (28)$$

Z Obr. 4 a popisu grupovej rýchlosti vieme, že vlnová plocha je plocha konštantného času. A plocha fázovej pomalosti potom bude plocha konštantnej uhlovej rýchlosti ω v \vec{k} priestore.



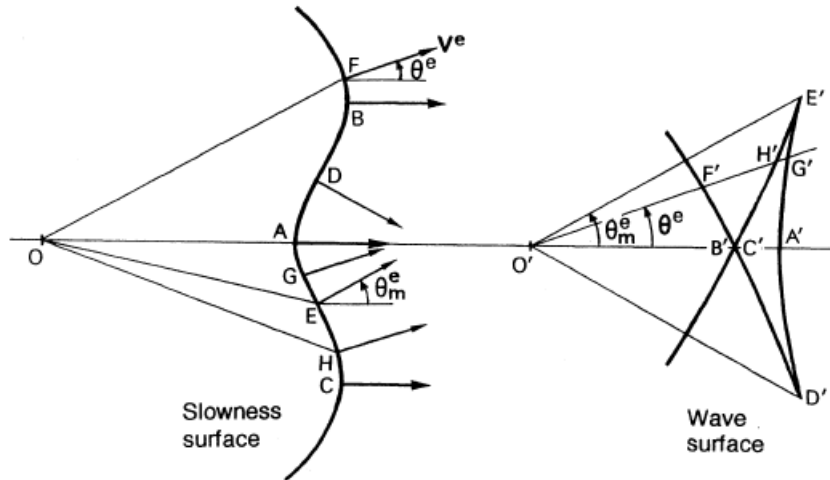
Obrázok 5: Závislosť vlnovej plochy grupovej rýchlosti V a jej plochy pomalosti s . Kde k je vlnový vektor a ω uhlová frekvencia [19].

Z Obr. 5 vidíme, že k vlnovej ploche nájdeme kolmý vlnový vektor \vec{k} , ktorý patrí k danej grupovej rýchlosti \vec{v}_g . Pri ploche pomalosti vidíme, že pre daný vlnový vektor \vec{k} , smerujúci k povrchu pomalosti, nájdeme v danom bode na ploche pomalosti vektor grupovej rýchlosti,

ktorý je na danú plochu pomalosti kolmý, preto bude grupová rýchlosť gradientom konštantnej plochy uhlovej rýchlosti ω v \vec{k} priestore:

$$\vec{v}_g = \text{grad}_{\vec{k}}[\omega(\vec{k})] = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}}. \quad (29)$$

Vieme že plocha pomalosti a vlnová plocha sú spolu previazané. To je simulované na Obr. 6, kde máme vyznačené body na povrchu pomalosti s kolmicou v danom bode, ktorá predstavuje smer grupovej rýchlosti. Týmto bodom sú priradené body na vlnovej ploche. V inflexných bodoch E a D plochy pomalosti je krivosť povrchu nulová. Tieto body vytvoria vo vlnovej ploche zlom, kde sa otočí vykresľovanie grupových rýchlostí. Ak si zoberieme postupne body C, H, E, G, A, D a B prve ideme vo vlnovej ploche smerom hore po bod E, potom dole do D a následne znovu smerom hore. To je spôsobené tým, že v inflexných bodoch sa mení znamienko krivosti povrchu pomalosti. Taktiež si môžeme všimnúť, že v oblasti, kde sa vlnová plocha skladá alebo otáča smeruje tam väčšie množstvo \vec{k} z plochy pomalosti. Konkrétne na danom obrázku intervaly AG a BF v ploche pomalosti budú mať rovnaký smer šírenia energie a teda smer grupovej rýchlosti.



Obrázok 6: Simulovaná časť povrchu pomalosti a vlnového povrchu kubického materiálu. Na povrchu pomalosti sú vyznačené body a v daných bodoch je urobená kolmica, ktorá má smer ako grupová rýchlosť. Pri vlnovom povrchu sú vyznačené body korešpondujúce bodom na povrchu pomalosti [3].

Môžeme teda predpokladať, že v danom smere môžeme zistiť viac grupových rýchlostí od rôznych objemových vln. Smer a veľkosť grupovej rýchlosti môžeme zistiť, ak objemové vlny budíme pomocou bodového zdroja. Grupová rýchlosť pre dané fázové čelo v danom smere n_k , polarizáciou u_0 a fázovou rýchlosťou v_φ sa dá odvodiť z Christofferovej rovnice ako:

$$v_i^g = \frac{C_{ijkl} u_{0j} u_{0l} n_k}{\rho v_\varphi u_{0i}^2}. \quad (30)$$

Viac grupových rýchlostí v danom smere bude možné detegovať iba pri priečnej objemovej vlne. Pozdĺžna objemová vlna musí byť všade konkávna, a teda nikde nebude meniť znamienko krivosti.

2.2 Vedené vlny

Povrchové vlny, ktorými sa budeme hlavne venovať, patria do skupiny vedených vlín. Tieto vlny sú charakterizované tak, že sú vedené v blízkosti hraníc (povrchu) pevného telesa. Zavedením povrchu do nekonečného telesa dostaneme okrajové podmienky, ktoré ovplyvnia vlastnosti vlnenia v blízkosti povrchu. Vlna sa môže od povrchu odraziť alebo zmeniť svoj typ. Jedna ale aj viac hraníc medzi pevnými materiálmi alebo hranice medzi pevným materiálom a kvapalinou alebo plynom môžu slúžiť ako vlnovod pre elastické vlnenie v materiáli.

2.2.1 Podmienky pri povrchu

Pri hranici dvoch prostredí, ktoré sú na Obr. 7, je možná propagácia vlnenia pri hranici, ktoré musí splniť okrajové podmienky:

- *Snellov zákon*: Zo Snellovho zákona dostaneme, že pomalosť dopadajúceho, odrazeného a lomeného vlnenia v smere x_1 sa musia rovnať:

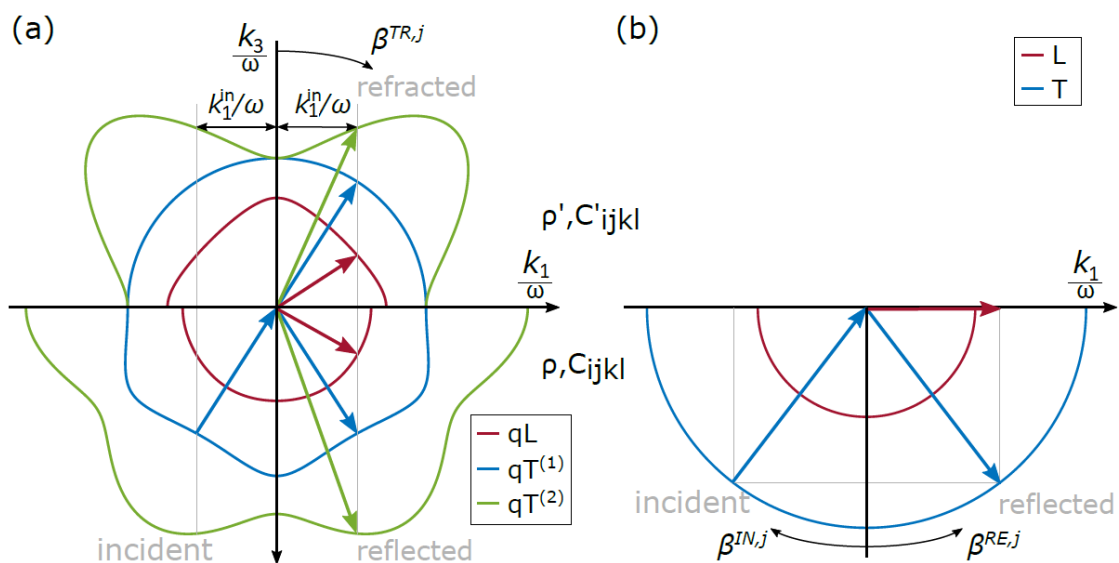
$$s^{\text{do}} = s^{\text{od}} = s^{\text{lo}}. \quad (31)$$

- *Christofferova matica*: Zložky pomalosti v smere x_3 , budú dané charakteristickou rovnicou Christofferovej matice. Táto rovnica bude šiesteho stupňa a bude musieť byť vyriešená pre obe prostredia.
- Spojitosť normálových zložiek napätia k hranici a spojitosť dotyčnicových zložiek deformácie k hranici.

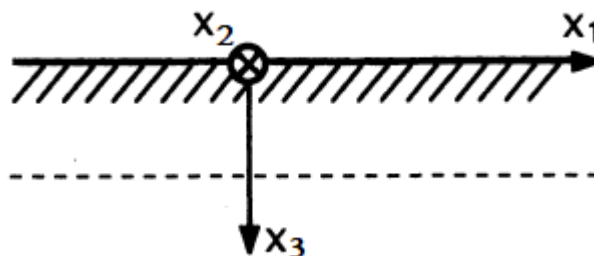
Tieto podmienky musia spĺňať všetky objemové vlny vznikajúce a dopadajúce na rozhranie dvoch materiálov. Jedna dopadajúca objemová vlna môže vybudíť až 6 objemových vlín. Vzniknuté vlnenie sa delí podľa zložky pomalosti v smere x_3 . Ak je s_{x_3} zložka pomalosti reálna vlna bude homogénna, ak komplexná bude vlna nehomogénna a čisto imaginárna bude vlna evanescentná. Homogénne vlnenie prenáša energiu naspäť do objemu alebo do druhého prostredia. Špeciálny prípad sú limitujúce objemové vlny, ktoré sú homogénne a šíria sa pozdĺž hranice. Nehomogénne vlnenie je viazané v blízkosti hranice. Grupová rýchlosť

limitujúcich objemových vln alebo pomalosť smeruje pozdĺž povrchu pevnej látky [24, 21]. Ich hodnota sa dá vypočítať z numerických metód alebo z objemových vln [25]. Túto rýchlosť detegujeme pomocou povrchových experimentov ako je spektroskopia s prechodovou mriežkou.

Pri pevnej látke s voľným povrchom a druhým prostredím, ktoré je vákuum, má vákuum nulový tenzor tuhosti a nulovú hustotu, preto sa nebudú tvoriť žiadne lomené vlny a následný výpočet možného vznikajúceho vlnenia je jednoduchší. Na Obr. 8 je smerová konvencia, ktorú budeme používať pri odvodzovaní.



Obrázok 7: Snellov zákon pre elastické vlny pre dve anizotropné elastické prostredia (a) a (b) izotropné elastické prostredie a vákuum. Na rozhranie oboch dvojíc dopadá priečna vlna, ktorá vytvára v prípade (a) 3 odrazené a 3 lomené homogénne vlny a (b) vznikajúce nehomogénne pozdĺžne vlnenie a homogénne priečne vlnenie pri dopade nad kritickým uhlom. [26].



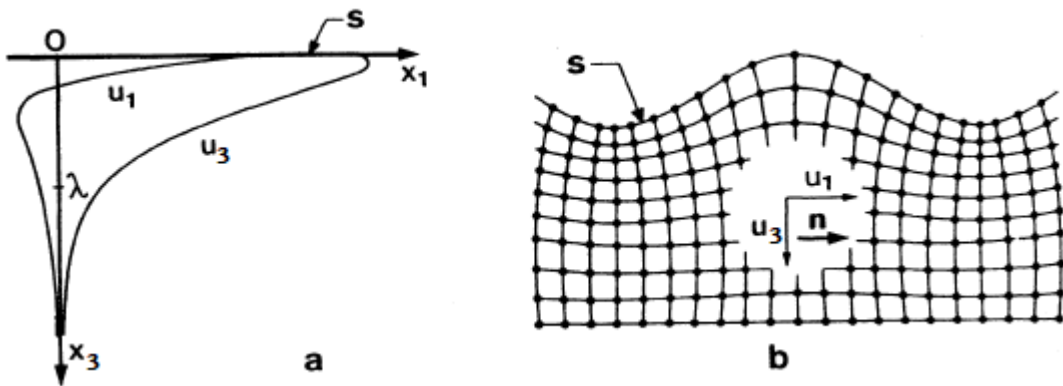
Obrázok 8: Hranica elastického prostredia a vákua. Na obrázku sú vyznačené 3 význačné smery, ktoré budeme využívať pri odvodzovaní [3].

2.2.2 Povrchové vlny v izotropnom prostredí

Budeme uvažovať prípad pevného telesa s volným povrchom. Nehomogénne a priečne vlnenie s výchylkou v smere x_3 a pozdĺžne vlnenie v smere x_1 sa môžu lineárne skladať ak spĺňajú hraničné podmienky. Ich lineárna kombinácia vytvára povrchovú akustickú vlnu známu ako Rayleighova vlna, pomenovaná po jej objaviteľovi [1, 2]. Povrchová akustická vlna, anglická skratka (SAW), má eliptickú polarizáciu v sagitálnej rovine (rovina x_1x_3) a je ju možné vyjadriť pomocou rovnice:

$$\vec{u} = \vec{u}_0(x_3)e^{-\chi k_3 x_3} e^{i(\omega t - k_1 x_1)}, \text{ s } \text{Re}(\chi k_3) > 0, \quad (32)$$

kde χ je koeficient exponenciálneho útlmu amplitúdy v smere x_3 pod povrch vzorky. Vlna sa šíri v smere x_1 a vektor \vec{u}_0 určuje pomer priečnej a pozdĺžnej zložky vlnenia v závislosti od hĺbky pod povrchom. Na Obr. 9 (a) je vývoj veľkosti komponentov povrchovej akustickej vlny v smere do hĺbky pod povrch. Jej energia je koncentrovaná hlavne do hĺbky jednej vlnovej dĺžky λ vlnenia. V celom profile je priečna zložka dominantná a je $\sim 1,5$ krát väčšia ako pozdĺžna zložka. V hĺbke $\sim 0,2 \lambda_{RW}$ pozdĺžna zložka mení znamienko. Do tejto hĺbky je vlnenie retrográdne vlnenie kmitá proti smeru x_1 . Eliptická polarizácia bude smerovať proti smeru hodinových ručičiek. V hĺbke pod $\sim 0,2 \lambda_{RW}$ sa kmitanie obráti, kvôli zmene znamienka pozdĺžnej zložky a kmitanie už bude v smere x_1 , a teda eliptická polarizácia bude smerovať v smere hodinových ručičiek. Obr. 9 (b) zobrazuje elasticкую deformáciu povrchu pri šírení povrchovej akustickej vlny.



Obrázok 9: Povrchová akustická vlna na hranici izotropného elastickeho telesa a vákua. Izotropné teleso s volným povrchom s a smerom šírenia \vec{n} povrchovej vlny v smere osi x_1 . (a) Závislosť veľkosti komponentov vlnenia u_1 pozdĺžny a u_3 priečny komponent vlnenia. (b) Tvar vlnenia a zložky elastickej deformácie povrchu, pri šírení v smere \vec{n} [3].

Výpočtu presnej rýchlosti povrchovej akustickej vlny sa budeme venovať v nasledujúcich

kapitolách. Vieme však o nej povedať, že v izotropnom prostredí bude jej rýchlosť o niečo menšia ako rýchlosť priečnej vlny v dôsledku toho, že teleso sa chová menej pevne v blízkosti povrchu.

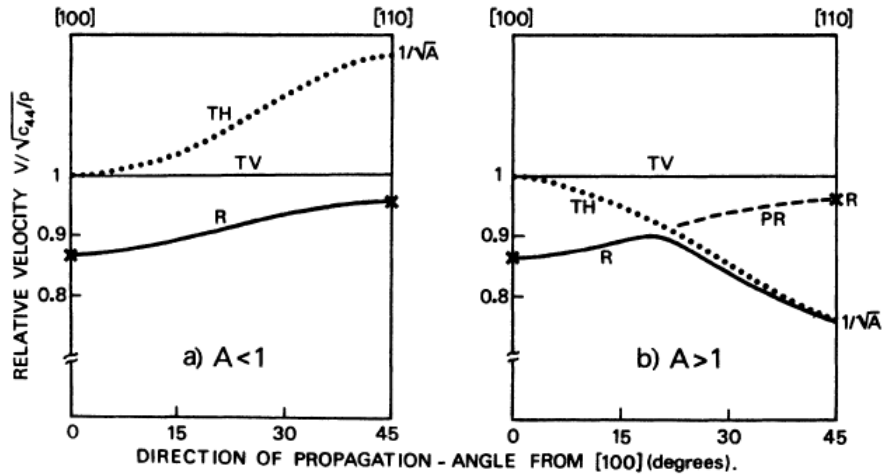
2.2.3 Povrchové akustické vlny v anizotropnom prostredí

V anizotropnom materiáli je šírenie povrchovej akustickej vlny komplikované. Do rovnice (32) sa pridá závislosť na komponente x_2 . Povrchová akustická vlna bude zložená z priečného vlnenia kolmého a paralelného k povrchu a pozdĺžneho vlnenia. Pomer jednotlivých komponentov bude smerovo závislý. Túto uhlovú disperziu povrchovej akustickej vlny bude určovať anizotropia materiálu. V pár bodoch môžeme povedať o povrchovej akustickej vlne v anizotropnom materiáli:

- Rýchlosť a veľkosť jednotlivých komponentov povrchovej akustickej vlny bude závislá na smere šírenia. Ukážka na Obr. 10 (a) a (b).
- Koeficient útlmu χ_R bude komplexné číslo. Vlna nebude hlavne lokalizovaná do hĺbky jednej vlnovej dĺžky. Imaginárna časť koeficientu spôsobí osciláciu vlnenia smerom pod povrch spolu s útlmom.
- Pridá sa nová priečna zložka u_2 ktorá kmitá v smere x_2 so smerom propagácie x_1 . Táto zložka sa ťažko deteguje povrchovými metódami lebo sa neprejavuje deformáciou povrchu v smere x_3 .
- V niektorých smeroch je zložka u_2 tak veľká, že povrchová akustická vlna ma výchylku aj hlboko pod povrchom a kontinuálne sa mení na kvázi-objemovú povrchovú akustickú vlnu. To je možné vidieť na Obr. 10 (b) v intervale 20° - 45° . Pri 45° sa úplne pretransformuje do (TH) priečnej horizontálnej vlny.
- Rovnako ako pri objemových vlnách v anizotropnom prostredí nebudú vektory fázovej a grupovej rýchlosti zhodné.
- Objavuje sa nová pseudo-povrchová akustická vlna, keď rýchlosť povrchovej akustickej vlny prekoná rýchlosť pomalšej priečnej vlny v danom smere v anizotropnom materiáli Obr. 10 (b).
- Zistenie rýchlostí povrchových a pseudo-povrchových akustických vln nie je ľahká úloha ako pri objemových vlnách. Inverzná úloha² je o to ťažšia a existuje iba pár používaných metód hlavne numerických.

²Inverzným úlohám sa budeme venovať v ďalších kapitolách. Tieto úlohy riešia výpočet tenzoru tuhosti z rýchlosti povrchových a objemových vln.

- Oblasť prechodu z povrchovej do pseudo-povrchovej vlny sa zle definuje dominantný povrchový mód, preto sa tejto oblasti chceme vyhnúť pri výpočte inverznej úlohy.



Obrázok 10: Relatívne rýchlosti priečných vln (TV a TH), povrchovej (R) a pseudo-povrchovej akustickej vlny (PR) v anizotropných materiáloch na povrchu (001) a v smeroch od [100] do [110]. (a) Je kubický materiál s anizotropným faktorom $A < 1$. (b) Je kubický materiál s anizotropným faktorom $A > 1$. [3].

2.2.4 Pseudo-povrchové akustické vlny

Pseudo-povrchová vlna, anglická skratka (p-SAW), už nie je lokalizovaná iba na povrchu. Táto vlna môže teoreticky zasahovať až nekonečno pod povrch a to odvádza značnú časť energie od povrchu do objemu materiálu. Odvod energie z povrchu spôsobuje silný útlm pseudo-povrchovej vlny [27, 28]. Na Obr. 10 (b) vidíme medzi rýchlosťami povrchovej a pseudo-povrchovej skok. V oblasti skoku sa ťažko definuje dominantný povrchový mód. Pre jednoduchosť meraní a inverzie si môžeme zvoliť povrch materiálu, kde bude možné iba šírenie povrchovej vlny alebo pseudo-povrchovej vlny [29].

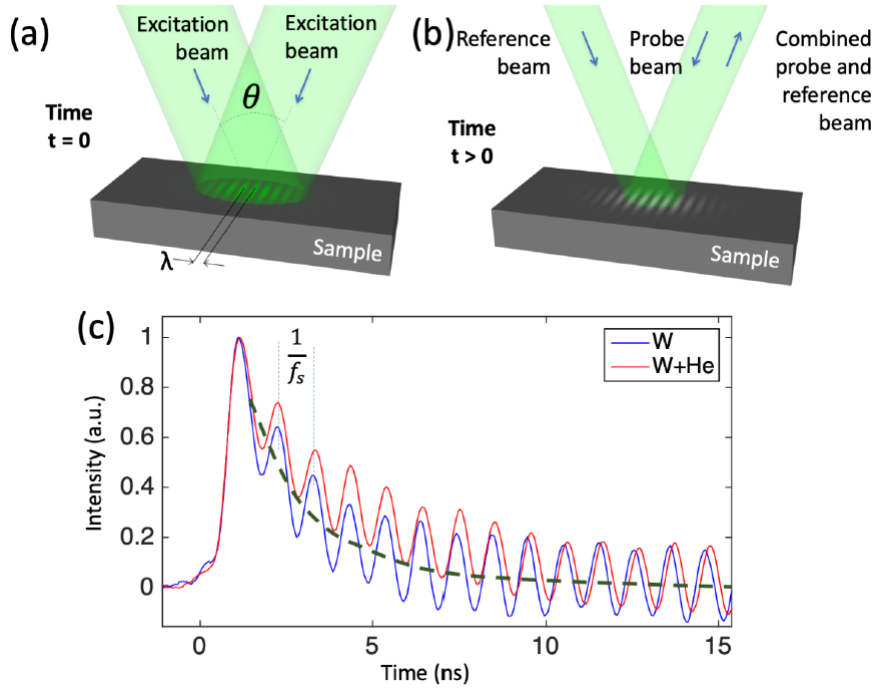
3 Spektroskopia s prechodovou mriežkou

Spektroskopia s prechodovou mriežkou (Transient Grating Spectroscopy) ďalej už iba TGS. TGS bolo v minulosti taktiež nazývaná prechodová teplotná mriežka (Transient Thermal Grating) v skratke TG [30]. TGS pracuje na princípe excitácie povrchových akustických vln pomocou dobre definovanej teplotnej mriežky. Táto teplotná mriežka je vytvorená na povrchu pomocou interferencie dvoch laserových lúčov. Zvyčajne sa jedná o dva prvé maximá po dopade lúču z laseru na optickú fázovú mriežku aby bolo fáza dopadajúcich lúčov dobre definovaná a zhodná. Lúče sú typicky pulzného charakteru s dĺžkou pulzu <500 ps a energiou \sim pár μ J [31]. Vlnová dĺžka laseru sa mení podľa skúmaných materiálov. Pre kovové vzorky sa používa infračervený a na polovodiče zelený alebo ultrafialový budiaci laser. Lúče dopadajú na povrch vzorky pod uhlom. Uhol θ je medzi dopadajúcimi lúčmi, ktoré vytvoria interferenčný obrazec na Obr. 11 (a). Absorpcia svetla v mieste maxím interferenčného obrazcu lokálne zahreje materiál, tým sa na povrchu vytvoria tepelné zdroje v tvare interferencie. Tepelná mriežka má teda tvar pravidelných čiar so vzdialenosťou L medzi čiarami³. V prípade čiarových zdrojov je ich vzdialenosť L daná vzťahom [33, 34]:

$$L = \frac{\lambda}{2 \sin(\frac{\theta}{2})}, \quad (33)$$

kde λ je vlnová dĺžka laseru a θ uhol medzi dopadajúcimi lúčmi. Zvýšená teplota v týchto zdrojoch, spustí teplotnú rozťažnosť, ktorá spôsobí periodickú a symetrickú zmenu výšky povrchu vzorky. To vytvorí dve monochromatické povrchové akustické vlny, pohybujúce sa v opačných smeroch s vlnovou dĺžkou o veľkosti L . Na povrchu vznikne stojaté vlnenie s fixnou vlnovou dĺžkou rovnou veľkosti mriežky L .

³Čiarové mriežky sú najviac bežné, ale používajú sa aj kruhové či elipsoidné mriežky na vybudenie materiálu [32].

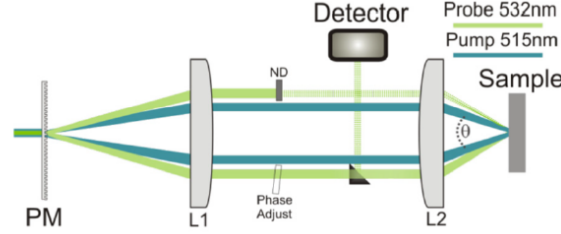


Obrázok 11: (a) Dopad exitačných lúčov, medzi ktorými je uhol θ . Lúče vytvárajú tepelnú mriežku na povrchu. (b) Detekčné lúče dopadajúce na povrch, ktoré taktiež vytvárajú interferenčnú mriežku. Z povrchu sa pravý lúč difraktuje a ľavý sa odráža. Deteguje sa modulácia referenčného lúča (odraz ľavého lúča) s difraktovaným pravého lúča. (c) Signál z TGS zo vzorky čistého volfrámu (modrá) a volfrámu s implantovanými iónmi hélia (červená). Pre-rušovaná čiara naznačuje tepelný pokles signálu v čase [7].

Signál povrchovej akustickej vlny (akustická časť) a teplotného poklesu (neakustická časť) v závislosti na čase sa deteguje pomocou druhého laseru. Tento detekčný laser má zvyčajne inú vlnovú dĺžku ako exitačný laser a je kontinuálny. Lúče detekčného laseru sú upravované rovnako v 4f zobrazovacom systéme ako lúče exitačného laseru Obr. 12. Detekcia prebieha pomocou heterodynovej fáze alebo heterodýnnej amplifikácie [35, 34]. Pri tejto metóde sa sleduje intenzita referenčného lúča a difrakcie druhého lúča od povrchu Obr. 11 (b). Ľavý lúč je referenčný a difrakcia nastane u pravého lúča. Geometria optiky pri dobrom naladení zaisťuje priestorové prekrytie referenčného a difraktovaného lúča. Je možné usporiadanie s jedným meracím ramenom alebo s dvoma meracími ramenami. Pri dvoch meracích ramenách meriame dve merania naraz s fázovým posunom π . Na Obr. 11 (c) je ilustrovaná závislosť intenzity na čase a zložení vzorky. Taktiež je vyznačená frekvencia povrchovej akustickej vlny. Pretože mriežka, ktorou meriame nám vyberá vlnovú dĺžku, vieme určiť rýchlosť povrchovej vlny alebo limitujúcej objemovej vlny ako:

$$v_{\text{SAW}} = f\lambda, \quad (34)$$

kde f je frekvencia detegovanej vlny vo frekvenčnom spektre. Časový signál spracujeme pomocou rýchlej Fourierovej transformácie (FFT) do frekvenčného spektra. Podľa pozície maxím amplitúdy vo FFT a prepočtu frekvencie na rýchlosti detegovaného vlnenia, vieme povedať približne o aké vlnenia sa jedná. Najsilnejší signál má stále povrchová vlna alebo pseudo-povrchová vlna a limitujúce objemové vlny sú o 1 až 2 rády slabšie.



Obrázok 12: Schematický diagram typického TGS experimentu s jedným meracím ramenom. Hlavná časť 4f zobrazovací systém s dvoma sférickými šošovkami (L1 a L2) a optickou fázovou mriežkou (PM). [35, 6].

TGS má dve módy merania a to amplitúdový a fázový mód merania. Tieto módy sa líšia fázovým posunom medzi jednotlivými ramenami detekčného laseru. Na jednom ramene bude detegovaná intenzita daná vzťahmi:

$$r^*(t) = r_0 [1 + r'(t) + ir''(t)], \quad (35)$$

$$I(t, \phi) = I_0 R_0 [r'(t) \cos \phi - [r''(t) - 2k_p u(t) \cos \theta] \sin \phi], \quad (36)$$

kde $r^*(t)$ je popis komplexnej reflektivity pre väčšinu materiálov. $I(t, \phi)$ je intenzita detegovaná pomocou heterodýnnej amplifikácie, I_0 je intenzita referenčného lúča, $R_0 = |r_0|^2$ je reflektivita vzorky, k_p vlnový vektor detekčného laseru, θ uhol medzi dopadajúcimi lúčmi detekčného laseru, ϕ je fázový posun medzi referenčným a difraktovaným lúčom a $u(t)$ deformácia povrchu [34]. Pri oboch modoch merania sa používa signál z dvoch meraní s rozdielnym fázovým posunom referenčného a difraktovaného lúča. Signály z dvoch meraní sa od seba odčítajú aby sme sa zbavili systematického šumu. Totálna intenzita rozdielu dvoch signálov bude:

$$\begin{aligned} I(t) &= I_1(t, \phi_1) - I_2(t, \phi_2) = \\ &= [r'(t) (\cos \phi_1 - \cos \phi_2) - [r''(t) - 2k_p u(t) \cos \theta] (\sin \phi_1 - \sin \phi_2)]. \end{aligned} \quad (37)$$

Amplitúdový mód je pri meraní s fázovým posunom $\phi_1 = 0$ a $\phi_2 = \pi$. To z rovnice (37)

vyberie iba časť závislú na reflektivite materiálu, teda signál obsahuje iba tepelnú závislosť. Tento signál je popísaný vzťahom:

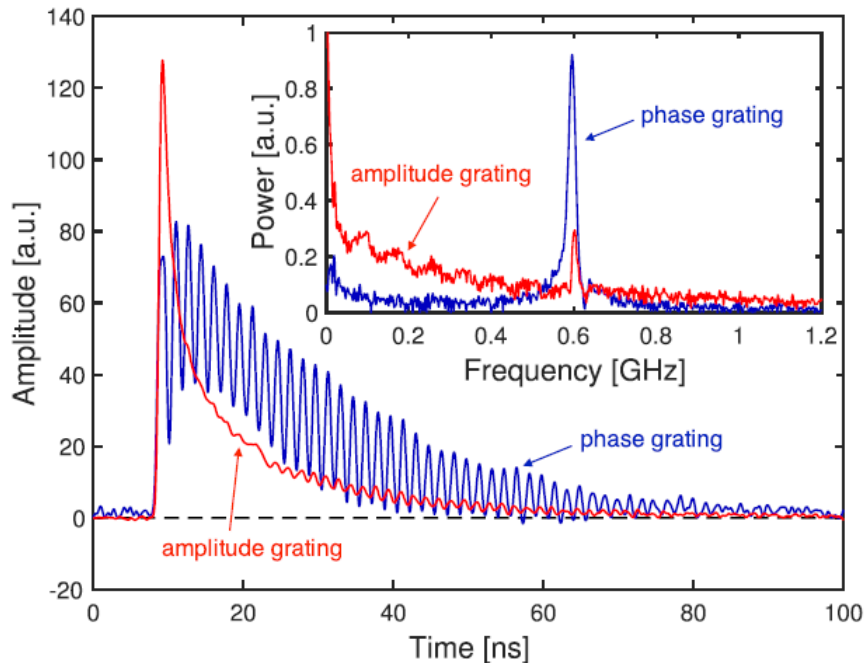
$$I(t) = \frac{A}{\sqrt{t}} \exp(-q^2 \alpha t) + B, \quad (38)$$

kde A a B sú konštanty, $q = 2\pi/L$ kde L je veľkosť TGS mriežky a α teplotná difuzivita. Tento mód merania je veľmi citlivý na presné naladenie fázového posunu. Malá zmena fázy spôsobí objavenie závislosti na deformácii povrchu $u(t)$.

Fázový mód merania prebieha pri fázovom posune $\phi_1 = \frac{\pi}{2}$ a $\phi_2 = -\frac{\pi}{2}$. Závislosť intenzity bez akustickej deformácie povrchu bude mať tvar [6]:

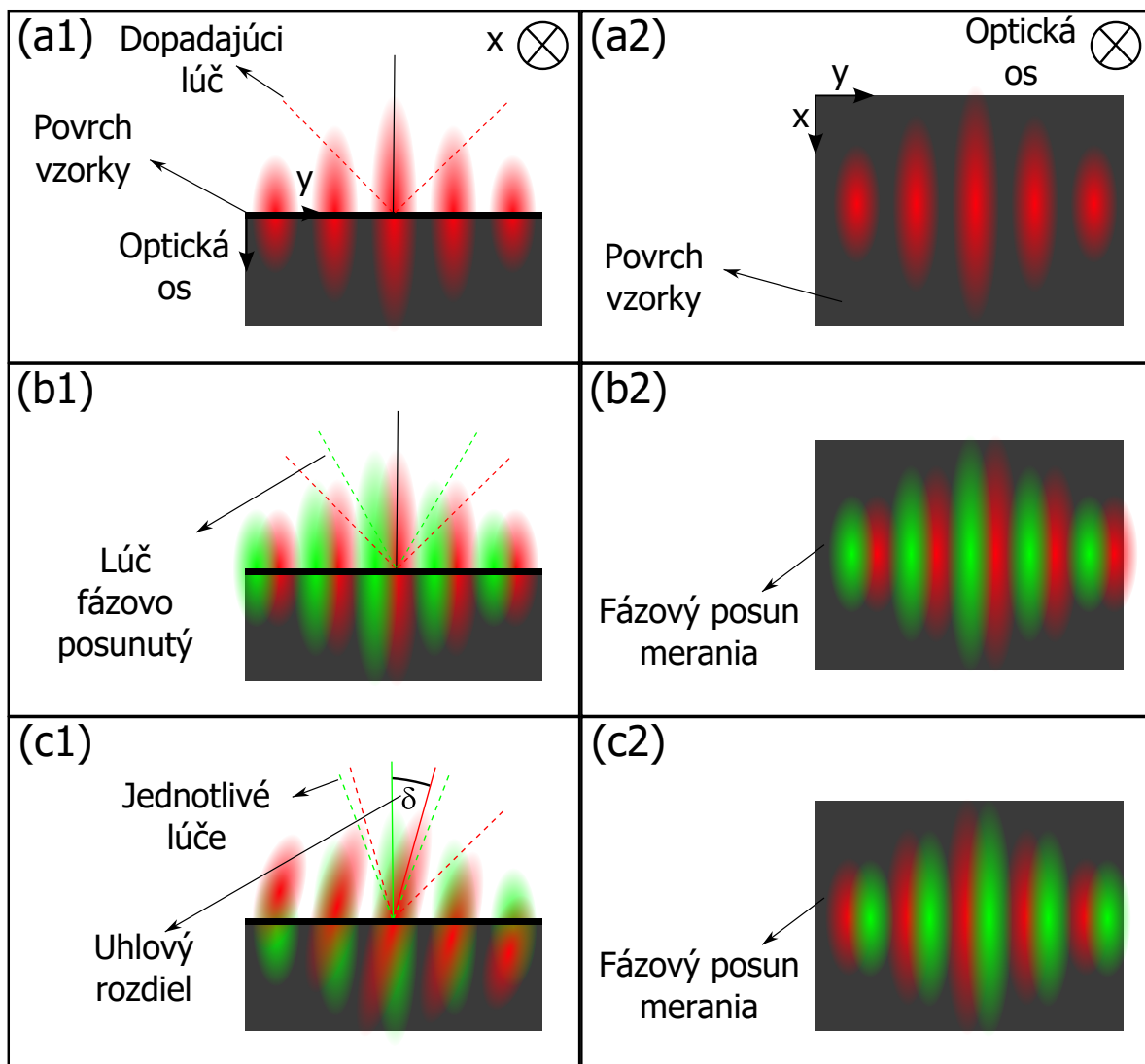
$$I(t) = A \left[\operatorname{erfc}(q\sqrt{\alpha t}) - \frac{\beta}{\sqrt{t}} \exp(-q^2 \alpha t) \right] + B, \quad (39)$$

kde β je podiel príspevku deformácie povrchu k reflektivite povrchu. Tento mód nie je citlivý na malé rozladenie fázového posunu lúčov. Na Obr. 13 je porovnanie amplitúdového a fázového módu. Amplitúdový mód obsahuje vo FFT spektre viac nízkofrekvenčných komponentov a výška maxima povrchovej vlny je niekoľkonásobne nižšia ako pri fázovom móde, preto je pre meranie akustického vlnenia viac vhodný fázový mód.



Obrázok 13: Porovnanie signálu z amplitúdového módu a fázového módu. V menšom okne porovnanie veľkosti maxima povrchovej vlny a nízkofrekvenčného príspevku z FFT signálu [6].

Zmena fáze merania spôsobí zmenu prekrytia interferenčných obrazcov laserov na povrchu vzorky. Na Obr. 14 (a1) a (a2) je zobrazený interferenčný obrazec kolmo na smer a v smere optickej osi. Povrch vzorky sa nachádza vo fókuse a teda dostávame maximálnu intenzitu signálu. Pri pohybe povrchu mimo fókus pomaly budeme strácať intenzitu signálu. Ak je prístroj dokonale naladený na $\phi = 0$ obe interferenčné obrazce sa presne prekrývajú. Fázový rozdiel medzi lúčmi spôsobí posun interferenčného obrazca (b1) a (b2). V zásade je jedno či posúvame interferenčný obrazec budiaceho alebo detekčného laseru. Týmto posuvom jedného interferenčného obrazca si vyberáme aké miesto stojateho vlnenia pozorujeme. Pri fázovom posune $\phi_1 = 0$ a $\phi_2 = \pi$ sledujeme maximá alebo minimá stojateho vlnenia. Pri fázovom posune $\phi_1 = \frac{\pi}{2}$ a $\phi_2 = -\frac{\pi}{2}$ sa nachádzame presne v uzle stojateho vlnenia.



Obrázok 14: Tvar interferenčného obrazca v pohľade paralelnom s povrchom (a1) a kolmo na povrch (a2). Ak je jeden z dopadajúcich lúčov fázovo posunutý nastane posun interferenčného obrazca (b1) a (b2). Tento efekt posunu obrazcov sa dá urobiť aj tým, že dopadajúce dvojice lúčov majú medzi sebou uhlový rozdiel. Spolu s posunom vzorky po optickej ose docielime rovnaký efekt posunu meranej fáze (c1) a (c2).

Neznámi fázový posun sa dá docíliť aj rozladeným priestorového prekrytia laserov. Ak lúče laserov nie sú dokonale prekryté pri dopade na optickú mriežku spôsobí to, že vytvorené interferenčné obrazce budú oproti sebe natočené o uhol δ Obr. 14 (c1) a (c2). To vytvorí vzájomný posun interferenčných maxím ako zmena fázového rozdielu lúčov. Fázový posun sa následne dá meniť posunom povrchu vzorky mimo fókus v smere optickej osi. To však tiež spôsobí aj zníženie intenzity meraného signálu.

TGS je teda vhodné na detegovanie povrchových akustických vln, kvôli jej veľkej výchylke v smere x_3 (kolmo na povrch). Je možné detegovať aj pseudo-povrchové a limitné objemové akustické vlny, ale ich výchylka v smere x_3 je aj rádovo nižšia a ich útlm je rýchlejší. Do signálu prispievajú hlavne na začiatku signálu.

4 Modely pre riešenie priamej a inverznej úlohy

Riešenie inverznej úlohy je výpočet elastických konštánt z rýchlostí akustických vln. V našom prípade využívame rýchlosti povrchovej, pseudo-povrchovej vlny a limitujúcu objemovú pozdĺžnu vlnu. Riešenia inverzných úloh v izotropnom a anizotropnom prostredí sa drasticky líši. Zatiaľ čo u izotropného prostredia máme veľmi dobrý a jednoduchý analytický výpočet u anizotropných materiálov tento analytický model komplikuje počet hľadaných a vstupných parametrov. U izotropného prostredia hľadáme dve nezávislé elastické konštanty, ktoré vieme ľahko určiť z povrchovej vlny a limitujúcej pozdĺžnej objemovej vlny alebo objemovej pozdĺžnej vlny z pulz-echo experimentu.

Pri anizotropných materiáloch dostaneme pre každú rýchlosť priestorovú disperziu a je zatiaľ⁴ potrebné vedieť kryštalografickú orientáciu a symetriu meraného povrchu vzorky. To sa dá určiť pomocou röntgenových metód. Výskum sa momentálne zameriava na vytvorenie modelu pre inverziu všeobecnej anizotropie, to znamená, že sa snažíme spolu určiť všetkých 21 prvkov tenzoru tuhosti a následne sám program určí či materiál nemá vyššiu symetriu ako triklinickú.

4.1 Izotropné materiály

Pre izotropné prostredie máme aproximatívne riešenie Rayleighov vlnovej rovnice:

$$v_{\text{SAW}} = fL \approx (0.874 + 0.196\nu - 0.043\nu^2 - 0.055\nu^3) \sqrt{\frac{E}{2(1+\nu)\rho}}, \quad (40)$$

kde L je vlnová dĺžka povrchovej akustickej vlny, f frekvencia povrchovej akustickej vlny, E Youngov modul, ν Poissonovo číslo v intervale $\nu \in [-1, 0.5]$ [36] a ρ hustota. Ak vieme rýchlosť priečných vln môžeme pre výpočet použiť [3, 2]:

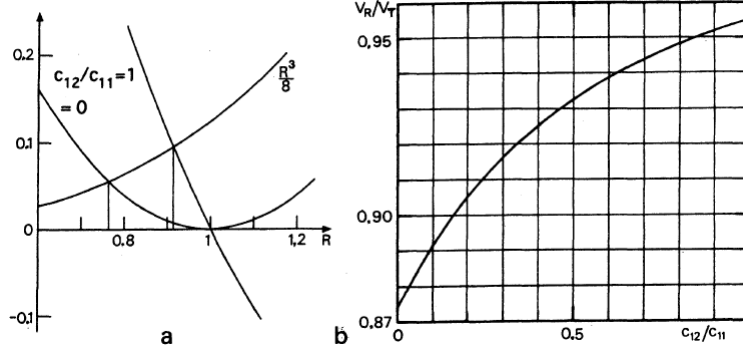
$$R^3 - 8(R - 1)(R - 1 - \frac{C_{12}}{C_{11}}) = 0, \quad (41)$$

kde $R = \frac{v_{\text{SAW}}^2}{v_{\perp}^2}$, $\frac{C_{12}}{C_{11}} \in [0, 1]$ platí iba pri izotropných materiáloch. Táto rovnica má iba jedno riešenie, kde R je kladné, menšie ako 1 a pritom platí nerovnosť $0 < v_{\text{SAW}} < v_{\perp}$. Podiel $\frac{v_{\text{SAW}}}{v_{\perp}}$ je v intervale $\frac{v_{\text{SAW}}}{v_{\perp}} \in [0.874, 0.955]$ alebo je možná definícia pomocou rovnice [37]:

$$\frac{v_{\text{SAW}}}{v_{\perp}} = \frac{0.436 + \frac{C_{12}}{C_{11}}}{0.5 + \frac{C_{12}}{C_{11}}}. \quad (42)$$

⁴Sú pokusy o zistenie orientácie a elastických konštánt iba z nameraných rýchlostí z jedného povrchu u kubickej symetrie.

Grafické riešenie rovnice (41) je na Obr. 15. Kde R je zistené ako prienik $R^3/8$ s $(R-1)(R-1-\frac{C_{12}}{C_{11}})$. V grafe sú zobrazené hraničné riešenia pre $C_{12} = 0$ a $C_{12} = C_{11}$, z toho vieme povedať, že existuje iba jedno možné riešenie, ktoré spĺňa všetky podmienky.



Obrázok 15: (a) Grafické riešenie rovnice (41). Na grafe sú dve hraničné riešenia pre $\frac{C_{12}}{C_{11}} = 0$ a $\frac{C_{12}}{C_{11}} = 1$. (b) Závislosť podielu $\frac{v_{SAW}}{v_{\perp}}$ so zmenou pomeru $\frac{C_{12}}{C_{11}}$ [3].

4.2 Anizotropné materiály

4.2.1 Analytický model

Analytické modely vedú k vysoko mocninovým nelineárnym rovniciam až na špecifické smery pozdĺž symetrických elementov materiálu. Veľmi známou osobnosťou je A.G Every, ktorý rieši problém povrchových vĺn a inverznú úlohu analyticky a na túto tému vydal veľké množstvo článkov [4, 21, 27, 33, 38]. My popíšeme jeho priamu úlohu na zistenie výchylky po pôsobení bodovou nekonečne krátkou silou kolmo na povrch materiálu.

Na popis povrchových vĺn v izotropnom a anizotropnom prostredí používa povrchovú dynamickú Greenovu funkciu vo Fourierovskej doméne:

$$G_{ij}(k_{\parallel}, \omega). \quad (43)$$

Táto funkcia reprezentuje i -tý komponent výchylky, ktorá reaguje na silu pôsobiacu v smere x_j , kde Greenová funkcia má priestor frekvencií ω a povrchový priestor $\vec{k}_{\parallel} = (k_1, k_2)$ [27]. Kde z \vec{k}_{\parallel} si vyberáme smer vlnový vektor, v ktorom chceme zistiť veľkosť výchylky vlnenia s frekvenciou ω . Výchylky musia spĺňať vlnovú rovnicu pre elastické vlnenie (15) a hraničnú podmienku:

$$\sigma_{i3}(\vec{k}_{\parallel}, \omega; x_3 = 0_+) = -\delta_{ij}, \quad (44)$$

Pole výchyliek naberá formy lineárnej superpozície troch fázovo zhodných homogénnych

alebo evanescentných čiastočných vln. Výchylka v smere x_3 pri pôsobení sily v smere i v smere šírenia vlnenia \vec{k}_{\parallel} o frekvencii ω :

$$u_i^{(j)}(\vec{k}_{\parallel}, \omega; x_3) = \sum_{n=1}^3 A(\vec{k}_{\parallel})_j^{(n)} U(\vec{k}_{\parallel})_i^{(n)} \exp(ik_3^{(n)} x_3). \quad (45)$$

Zo vzťahu napätia a deformácie a hraničných podmienok budú amplitúdy troch čiastočných vln $A_j^{(n)}$ riadené lineárnymi rovnicami majúciimi riešenie:

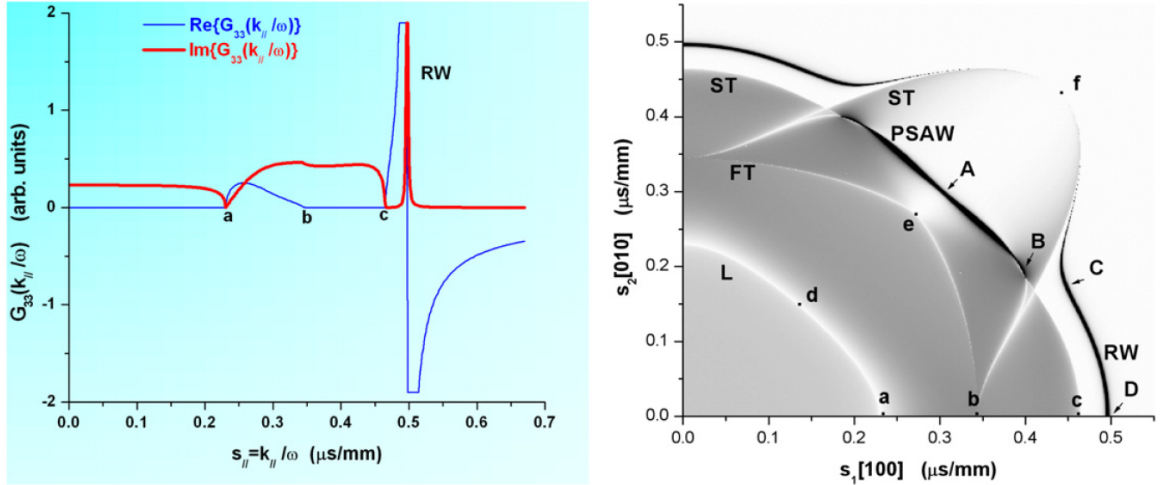
$$A_j^{(n)} = \frac{i}{\omega} (B^{-1})_j^{(n)} = \frac{i}{\omega} \frac{\text{adj}(B)_j^{(n)}}{\det|B|}, \quad (46)$$

$$B_l^{(n)} = C_{3lpq} U_p^{(n)} s_q^{(n)}, \quad (47)$$

kde U je polarizačný vektor a s vektor pomalosti. Povrchová Greenová funkcia pre budenie a výchylku v smere kolmo na povrch je získaná urobením limity $x_3 \rightarrow 0_+$ s indexmi $ij = 33$:

$$G_{33}(\vec{k}_{\parallel}, \omega) = \frac{i}{\omega} \sum_{n=1}^3 \frac{\text{adj}(B)_3^{(n)} U_3^{(n)}}{\det|B|}. \quad (48)$$

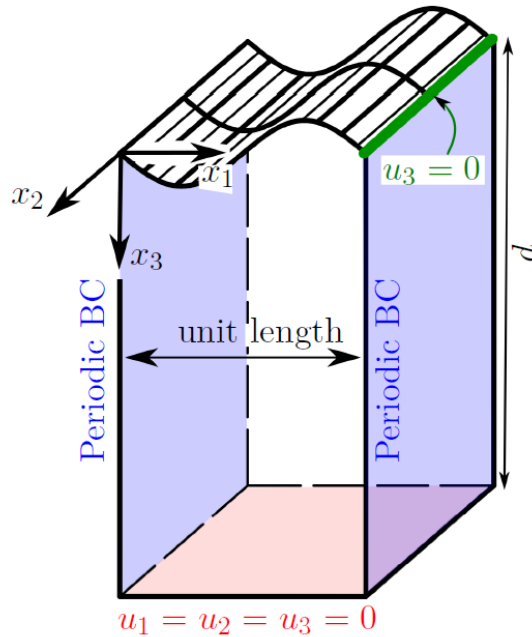
Z čoho potom vieme zistiť rýchlosť povrchovej, pseudo-povrchovej a limitujúcich objemových vln. Simulované dáta pre Cu povrch (001) je na Obr. 16.



Obrázok 16: Vľavo G_{33} pre smer [100] v Cu (001). Body a,b a c sú postupne pozdĺžna a priečne vlny a RW je povrchová vlny. Vidíme zmenu intenzity pri príchode limitujúcich objemových vln. Vpravo $\text{Im}G_{33}$ pre $s_{\parallel} = \frac{k_{\parallel}}{\omega}$ v Cu povrch (001). Vidíme že príchod limitujúcich objemových vln znižuje intenzitu signálu a povrchová vlna RW stráca intenzitu pri prechode pseudo-povrchovej vlny PSAW a ta sa stáva dominantným povrchovým módom [27].

4.2.2 Numerický model

Existuje viac prístupov k riešeniu tohto problému numericky. My uvedieme Ritz-Rayleigh metódu, ktorú využíva naše oddelenie. Táto metóda je vhodná pre riešenie vlnových problémov. Použitie týchto metód bolo popísané v [5, 39] a použité v [40]. Pri tejto metóde sa použije výpočtová doména. Povrchovú vlnu je možné simulovať ako rezonanciu povrchu s pridanými hraničnými podmienkami. Pre tento problém môžeme použiť výpočtovú doménu na Obr. 17.



Obrázok 17: Výpočtová doména s hraničnými podmienkami [39].

Podmienky pre výpočtovú doménu budú:

- Ak dĺžka domény v smere x_1 je rovná jednej, tak harmonické riešenie s vlnovou dĺžkou rovnou veľkosti domény v smere x_1 určuje podmienku:

$$\vec{u}(0, x_2, x_3) = \vec{u}(1, x_2, x_3). \quad (49)$$

- Vieme, že SAW je exponenciálne tlmený v smere x_3 , preto hĺbka domény d musí byť dosť hlboká, aby neovplyvňovala povrchovú vlnu. Podmienka na dne výpočtovej domény bude:

$$\vec{u}(x_1, x_2, d) = 0. \quad (50)$$

- Ak sa bude šíriť povrchová vlna s k vektorom v smere x_1 , budú výchylky v smere x_2 homogénne. Kvôli uvažovanému homogénnemu prostrediu nám stačí iba riešenie v ploche x_1x_2 . Výsledok ale bude degenerovaný, preto si môžeme zvoliť polohu x_1 uzlového bodu výchylky v x_3 na povrchu.

$$u_3(1, x_2, 0) = 0. \quad (51)$$

Lagrangeova energia telesa popísaného výpočtovou doménou bude mať tvar:

$$\Lambda = \frac{1}{2} \int_0^1 \int_0^d \left(\rho \omega^2 u_i(x) u_i(x) - C_{ijkl} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}(x) \frac{\partial u_k}{\partial x_l}(x) \right) dx_1 dx_3, \quad (52)$$

kde C_{ijkl} je elastický tenzor. Hamiltonov princíp nám hovorí, že môžeme nájsť rezonančnú frekvenciu ω a výchylku $\vec{u}(\vec{x})$ z variačnej podmienky:

$$\frac{\delta}{\delta \vec{u}} \Lambda(\vec{u}) = 0. \quad (53)$$

To vedie k hľadaniu stacionárnych bodov v Lagrangeovej energii. Ritzova metóda je založená na diskretizácii energie. Báza je zvolená ako:

$$u_i = \sum_{k=0}^N \sqrt{2} \alpha_{ki} P_k \left(\frac{2x_3}{d} - 1 \right) \sin(2\pi x_1) + \sum_{k=0}^N \sqrt{2} \beta_{ki} P_k \left(\frac{2x_3}{d} - 1 \right) \cos(2\pi x_1), \quad (54)$$

kde P_k sú Legendrove polynómy k -teho radu a α_{ki}, β_{ki} sú koeficienty aproximácie. Táto báza je ortogonálna a harmonická v smere x_1 . Langrangeova energia potom bude mať tvar:

$$\Lambda(\vec{\alpha}) = \frac{1}{2} \omega^2 \vec{\alpha}^T M \vec{\alpha} - \frac{1}{2} \vec{\alpha}^T K \vec{\alpha}, \quad (55)$$

kde M je diagonálna matica, K je symetrická a pozitívne semi-definovaná a $\vec{\alpha}$ je vektor vytvorený z koeficientov α_{ki} a β_{ki} . K sa dá zostrojiť využitím lineárnej závislosti na C_{ij} , čo urýchľuje výpočet v Matlabe:

$$K = \sum_{j,i,j \neq 2} \frac{\partial K}{\partial C_{ij}} C_{ij}. \quad (56)$$

Stacionárne body sa dajú nájsť z podmienky vo forme vlastného čísla:

$$0 = \nabla_{\alpha} \Lambda(\vec{\alpha}) = (\omega^2 M - K) \vec{\alpha}. \quad (57)$$

Riešenie vlastného čísla bude limitované okrajovými podmienkami, ktoré môžeme zapísať ako lineárnu podmienku na koeficiente $\vec{\alpha}$:

$$C\vec{\alpha} = 0, \quad (58)$$

kde C je lineárny operátor. Ten zahŕňa dve podmienky (50) a (51). Ak nájdeme riešenia rovnice (57), nenájdeme iba povrchovú rezonanciu, ale aj objemovú rezonanciu. To je výhodné pre niektoré aplikácie, keď poznáme priečne vlny a pozdĺžnu vlnu. Povrchové vlny ide jednoducho identifikovať vizuálnou inšpekciou modov a odtriediť ich od priečných a pozdĺžnej vlny. Pre automatizáciu stačí zakomponovať útlm povrchových vln do hĺbky. To spôsobí frekvenčnú necitlivosť na variácii hĺbky výpočtovej domény:

$$\frac{\partial \omega}{\partial d} \approx 0. \quad (59)$$

Táto derivácia sa dá vypočítať pomocou poruchovej teórie bez riešenia problému vlastného čísla. Výhodou tejto metódy je implementácia vo výpočtovom software a možnosť použitia pre všetky možné symetrie a orientácie volného povrchu.

5 Merané dáta a experiment

Pri našich experimentoch sme sa zamerali na zlepšenie signálu povrchových akustických vln v TGS meraniach. Ako prve sme riešili odstránenie parazitného šumu a následne spracovanie signálu pre zvýraznenie signálu povrchových akustických vln. Ďalej sme riešili možnosť zvýraznenia limitujúcich objemových vln v meranom signále pomocou rôznych metód spracovania časového signálu pred Fourierovou transformáciou (FFT). Pre spracovanie boli napísané skripty v Matlab-e. Skripty sú uvedené v Prílohy. Vzorky, ktoré sme merali boli anizotropné monokryštály čistých kovov, zliatin a intermetalík. V tabuľke 2, je uvedený stručný prehľad meraných materiálov, cieľ meraní a použitá mriežka pri meraní. Všetky vzorky boli merané na strane (110) približne od smeru [-110] cez [001] do [1-10].

Vzorka	Typ vzorky	Typ merania	TGS mriežka [μm]
FeSi	Anizotropný monokryštál železo dopované kremíkom	Elastická anizotropia Meranie s fázovým posunom Tepelná difuzivita	10
CuAlNi	Anizotropný monokryštál intermetalikum	Elastická anizotropia Tepelná difuzivita	10
NiFeGaCo	Anizotropný monokryštál intermetalikum dopované kobaltom	Elastická anizotropia Tepelná difuzivita	10
Ti15Mo	Anizotropný monokryštál zliatina hmotnostné %	Elastická anizotropia Tepelná difuzivita	10
Mo	Anizotropný monokryštál čistý kov	Elastická anizotropia Tepelná difuzivita	10

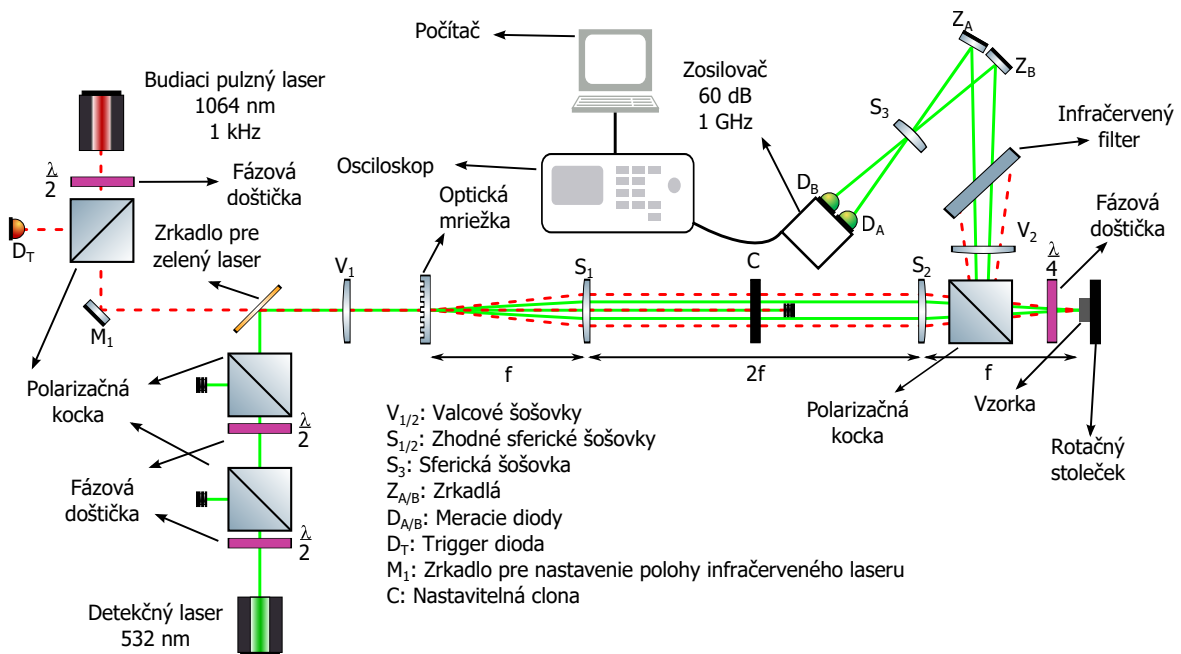
Tabuľka 2: Stručný prehľad meraných materiálov, typ merania, ktorý na vzorke prebehol a veľkosť použitej TGS mriežky pri meraní. Všetky vzorky boli merané na strane (110) približne od smeru [-110] cez [001] do [1-10].

Jednotlivé vzorky budú uvedené v príslušných kapitolách. Vývoj metodiky spracovania bude ilustrovaný hlavne na FeSi, kvôli peknému signálu a možnosti rýchleho overeniu spracovania so simulovanými hodnotami z elastických konštánt z vyriešenej inverznej úlohy a tabuliek.

5.1 Experimentálne usporiadanie TGS

Naše TGS usporiadanie je na Obr. 18. Využívame budiaci pulzný 1064 nm infračervený laser s frekvenciou pulzov 1 kHz s energiou pulzu $\sim 224 \mu\text{J}$, kontinuálny detekčný 532 nm zelený laser a výkonom $\sim 100 \text{ mW}$. Pri meraní využívame signál z oboch ramien. Signál ramien je od seba odpočítané pre odstránenie parazitného signálu a následne zosilnení v zosilňovači o 60 dB. Maximálna detegovaná frekvencia na diódach je 1 GHz. Signál sa následne meria a spriemeruje na osciloskope s triggrom z diódy, ktorá meria príchod pulzu infračerveného laseru. Namierané dáta sú následne poslané do PC, ktorý taktiež riadi otáčanie rotačného stolčeka, na ktorom je umiestnená vzorka.

Usporiadanie $\frac{\lambda}{2}$ fázových doštičiek a polarizačných kociek je používané na zníženie intenzity pre naladenie signálu a pre obmedzenie výkonu infračerveného laseru aby sme sa nedostali do ablačného módu. Optickú fázovú mriežku si môžeme voliť z 3 vlnových dĺžok 5, 10 a 20 μm vzniknutého vlnenia. Všetky merania sme robili na 10 μm mriežke. Valcová šošovka V_1 slúži na vytvorenie čiar z bodového laseru a V_2 na prevedenie čiarového odrazu zo vzorky na bodový lúč pre lepšiu detekciu na fotodiódach. Šošovka S_3 slúži na fokusovanie lúčov na meracie diódy. Pre fokusovanie lúčov na povrch vzorky využívame 4f zobrazovací systém s sférickými šošovkami S_1 a S_2 s fókusom v optickej mriežke a povrchom vzorky. Zrkadlo M_1 slúži na zmenu priestorového prekrytia zeleného a infračerveného lúča, pomocou posunu infračerveného lúča. Týmto zrkadlom môžeme meniť uhlový rozdiel δ Obr. 14 dopadu zeleného a infračerveného laseru, čo využívame pri zmene meranej fáze.

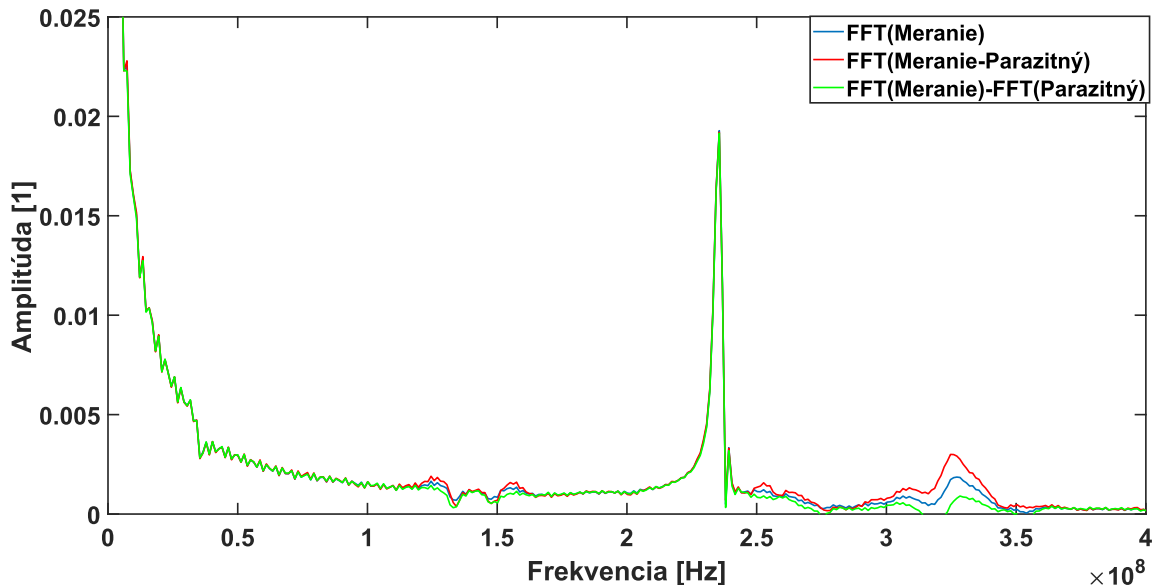


Obrázok 18: Schéma nášho TGS experimentu.

5.2 Odstránenie šumu

Ako prvé sme riešili ako odstrániť parazitný signál detegovaný na PIN diódach pri vypnutom infračervenom lasere. Skúsili sme dve možnosti odstránenia parazitného signálu. Odčítanie časového signálu parazitného signálu od časového signálu merania alebo odčítanie frekvenčného spektra parazitného signálu od frekvenčného spektra merania. Porovnanie frekvenčných spektier po a pred odčítaním parazitného signálu je na Obr. 19. Je vidno, že rôzne typy odčítania parazitného signálu neovplyvnia pozíciu alebo výšku maxima povrchovej akustickej vlny.

Hlavne zníženie parazitného signálu nastáva v oblasti 300-400 MHz pri odčítaní frekvenčných spektier. Parazitný signál v tejto oblasti sa objavuje pri každom meraní, mení však svoju pozíciu a jeho pôvod sme zatiaľ nezistili. Odstránenie parazitného signálu v tejto oblasti je vyhovujúce, pretože v tejto oblasti sa môže vyskytovať povrchová akustická vlna a limitujúce objemové priečne vlny. Odčítanie frekvenčných spektier môže spôsobiť zápornú hodnotu vo výslednej závislosti FFT. To bude dôležité pri vykreslení mapy amplitúdy FFT v závislosti na frekvencii prepočítanej na rýchlosť a otočení, ale to riešime vertikálnym posunutím celého spektra tak aby minimálna hodnota bola 0. Odčítanie v časovom spektre nie je vyhovujúce pri tejto vzorke, kvôli zvýšeniu amplitúdy parazitného signálu v meraných dátach.



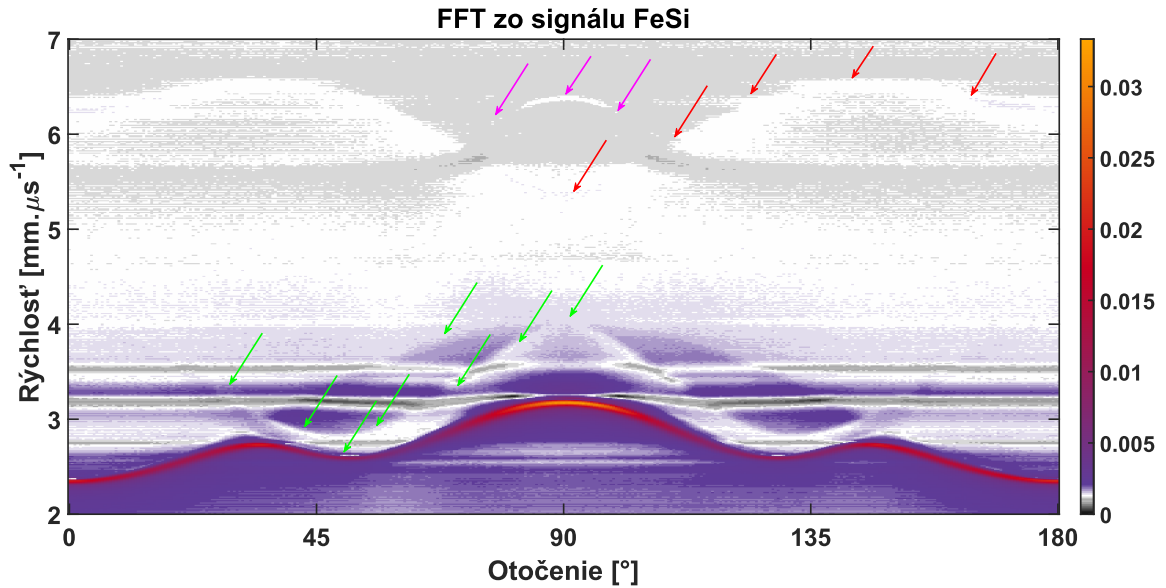
Obrázok 19: Porovnanie frekvenčných spektier signálu, signálu s odčítaním parazitným signálom v časovom spektre a signál s odčítaním parazitným signálom vo frekvenčnom spektre. Merania boli urobené na vzorke FeSi.

5.3 Spracovanie signálu

Na spracovanie signálu sme použili viacero metód. Tieto jednotlivé metódy budeme porovnávať na vzorke FeSi meranej pri $L = \lambda = 10 \mu\text{m}$ oproti neupravenému signálu. Jediná spoločná úprava je odčítanie frekvenčného spektra parazitného signálu od odmeraného frekvenčného spektra. Dĺžka signálu bola predĺžená na najmenšiu mocninu 2 tak aby detail frekvenčného spektra bol menší ale čo najbližšie k frekvenčnému detailu merania. V prípade FeSi bol signál predĺžený na 2^{12} meraných bodov v časovej ose. Mocniny 2 sa vyberajú kvôli rýchlosti výpočtu FFT algoritmu v Matlab-e.

5.3.1 Neupravený signál

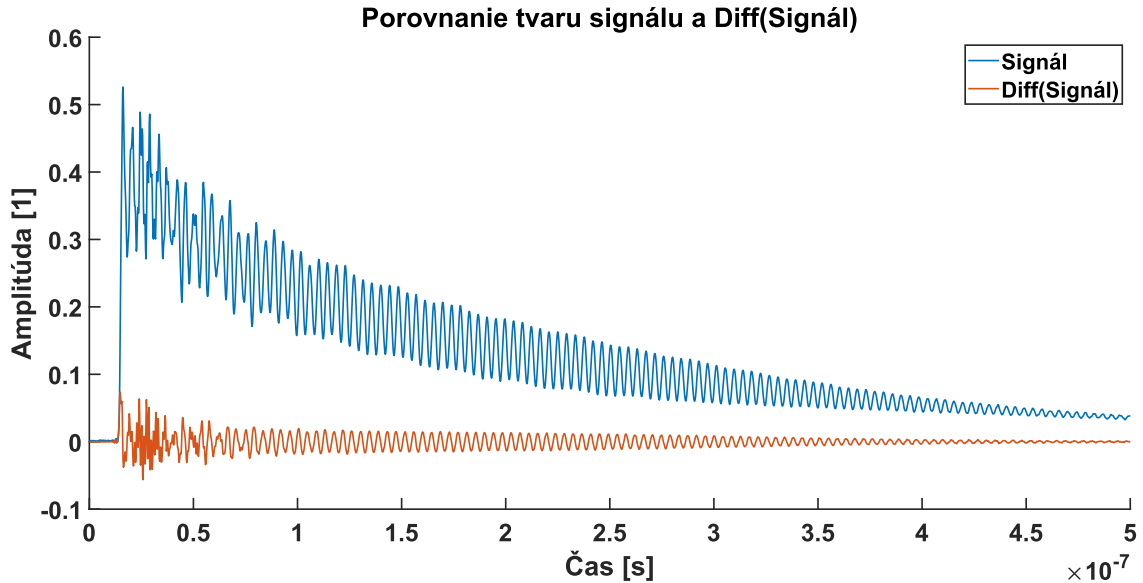
Na Obr. 20 môžeme vidieť mapu závislosti absolútnej amplitúdy FFT na frekvencii prepočítanej na rýchlosť pomocou $v = f\lambda$ a uhle otočenia na povrchu. Uhol 0° je meranie amplitúdy rýchlosti akustických vĺn v smere $[-110]$, 90° $[001]$ a 180° $[1-10]$. Silne červeno-oranžová krivka pripadá povrchovej akustickej vlne, biele a šedé horizontálne čiary patria parazitnému signálu. Kombináciu farieb sme vybrali, kvôli ľahšiemu rozpoznaní malých zmien v amplitúde. V mape na Obr. 20 nás bude zaujímať aj oblasť rýchlostí nad povrchovou akustickou vlnou. V tejto oblasti sa budú nachádzať limitujúce objemové vlny a druhá harmonická vlna povrchovej vlny. Ich polohy sú zvýraznené na grafe farebnými šípkami. Signál pod povrchovou vlnou nás nezaujíma lebo povrchová vlna je najpomalšia akustická vlna, ktorú skúmame.



Obrázok 20: Závislosť amplitúdy FFT na frekvencii prepočítanej na rýchlosť a smere merania na povrchu. Povrchová akustická vlna je silno červeno-oranžová závislosť. Rýchlosti povrchovej vlny závisí na smere šírenia na povrchu vzorky FeSi. Meranie malo krok 0.5°. Biele a sivé horizontálne čiary sú parazitný signál. Zelené šípky ukazujú možnú polohu limitujúcich objemových priečných vln, červené polohu limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny a fialové druhú harmonickú vlnu k povrchovej vlnu.

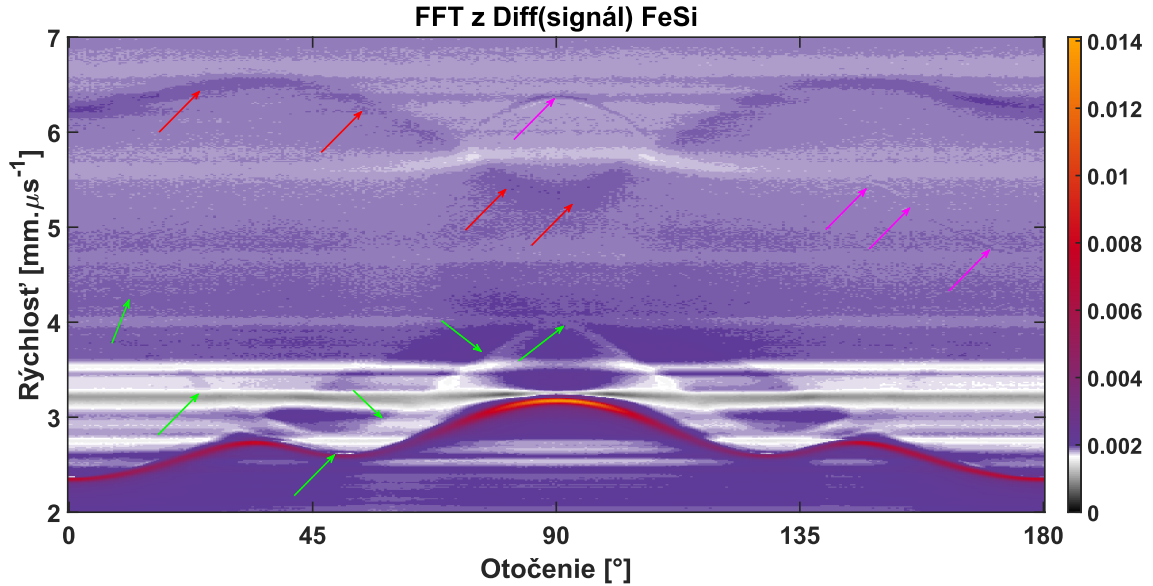
5.3.2 Numerická derivácia signálu

Ako prvé sme chceli odstrániť nízko-frekvenčný príspevok poklesu signálu tak, aby ostala iba oscilujúca akustická zložka. To je možné jednoducho urobiť numerickou deriváciou, teda odčítaním hodnoty predchádzajúceho bodu od daného bodu na časovej osi. V Matlab-e sa to urobí príkazom `Diff` preto sme si vybrali značenie (`Diff`). Takto získaný signál je o jeden bod kratší, ale to nám nevádi lebo aj tak signál následne predĺžujeme 0 na požadovanú dĺžku, kvôli frekvenčnému rozlíšeniu. Túto úpravu sme robili, aj kvôli tomu, že FFT algoritmus v Matlab-e preferuje signál, ktorý osciluje okolo 0. Porovnanie tvaru neupraveného signálu a upraveného signálu je na Obr. 21. Odstránili sme nízko-frekvenčný pokles ale zmenili sme aj charakteristický tvar signálu.



Obrázok 21: Porovnanie tvaru signálu a numerickej derivácie signálu Diff(signál). Obe signály sú následne predĺžené 0 do rovnakej veľkosti podľa požadovanému rozlíšeniu vo frekvencii.

Následne môžeme na takto upravenom signále urobiť FFT. Na Obr. 22 je vykreslená mapa závislosti amplitúdy FFT na frekvencii prepočítanej na rýchlosť a na smere šírenia. Hneď si môžeme všimnúť, že mapa je rovnaká ako na Obr. 20, ale má viac detailov a je ľahšie určiť polohu jednotlivých vln, kvôli zmene výšky maxím vo FFT. Numerickej derivácii hlavne znížila rozpätie amplitúdy oproti neupravenému signálu, preto v daných farbách lepšie vyniknú limitujúce objemové vlny, povrchová vlna a jej druhá harmonická vlny, ktoré sú o 1 až 2 rády slabšie ako povrchová vlna u FFT z neupraveného signálu. Tento postup je jednoduchý a rýchly a poskytuje okometricky krajšiu a ľahšie čitateľnú informáciu o danej vzorke ako FFT z neupraveného signálu. Tento postup nám ale neposkytne nové fyzikálne informácie o vzorke.



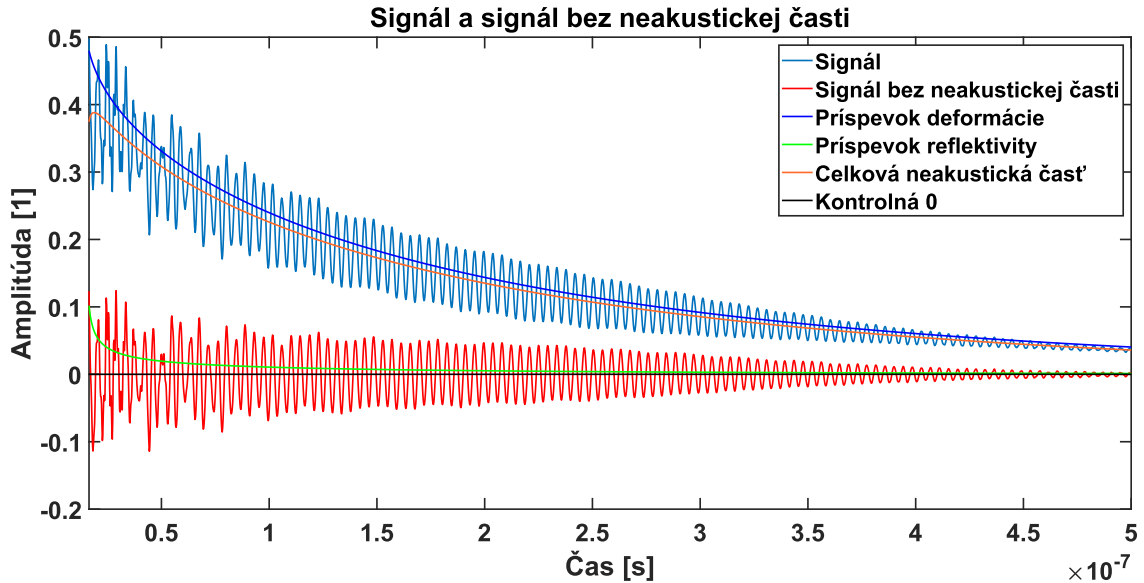
Obrázok 22: Závislosť amplitúdy FFT na frekvencii prepočítanej na rýchlosť a smere šírenia. Oproti FFT z neupraveného signálu je závislosť rýchlostí výraznejšia hlavne druhá harmonická vlna k povrchovej vlnu a limitujúca objemová pozdĺžna vlna. Zelené šípky ukazujú možnú polohu limitujúcich objemových priečných vln, červené polohu limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny a fialové druhú harmonickú vlnu k povrchovej vlnu.

5.3.3 Odstránenie neakustickej časti

Pre odstránenie nízkofrekvenčnej tepelnej závislosti intenzity (neakustická časť signálu) sme použili postup uvedený v článku [6], kde prekladajú signál tepelnou závislosťou intenzity, aby zistili teplotnú difuzivitu. My sme to využili pre odstránenie neakustickej časti z meraných dát. Pre odčítanie neakustickej časti použijeme vzťah:

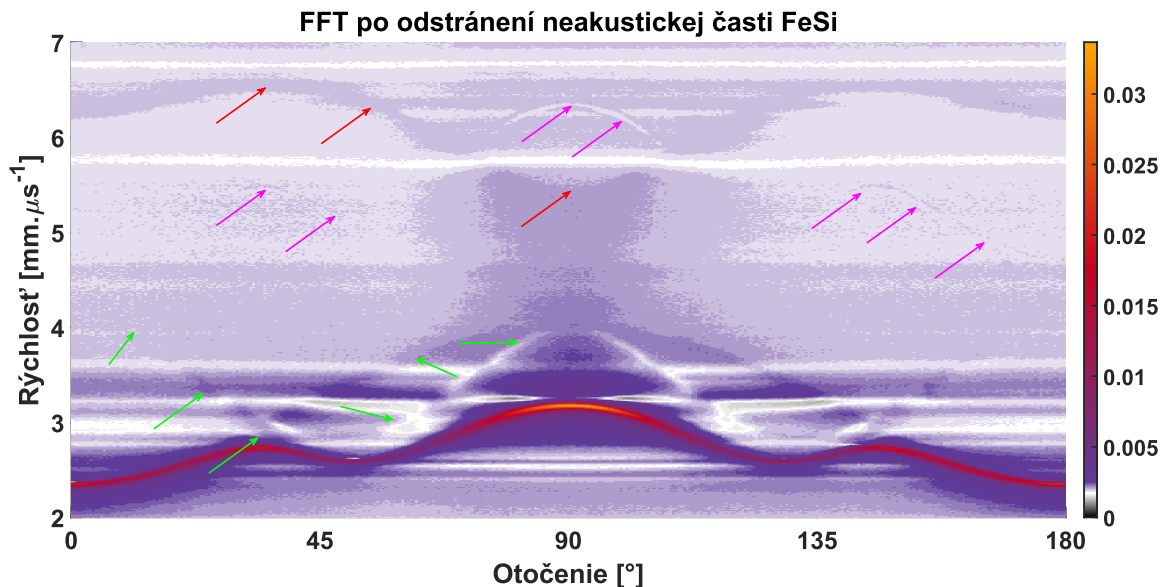
$$I(t) = A \left[\operatorname{erfc}(q\sqrt{\alpha t}) - \frac{\beta}{\sqrt{t}} \exp(-q^2 \alpha t) \right] + B, \quad (60)$$

kde A a B sú konštanty, $q = 2\pi/L$, L je veľkosť TGS mriežky, α teplotná difuzivita a β podiel príspevku deformácie povrchu a reflektivity povrchu. Vo vzťahu erfc funkcia popisuje deformáciu povrchu a \exp funkcia reflektivitu povrchu. Na Obr. 23 je nameraný signál od nábehovej hrany a upravený signál, ktorý je výsledkom odčítania neakustickej časti (60) od nameraného signálu. Neakustická časť signálu je zistená pomocou fitu na namerané dáta pomocou nelineárnej metódy najmenších štvorcov v nami napísanom skripte, ktorý je v Prílohy. Na Obr. 23 je porovnanie neupraveného signálu a signálu po odčítaní neakustickej časti. V grafe sú taktiež vykreslené jednotlivé príspevky z rovnice (60). Fit prebieha od prvého maxima v neupravenom signále. Signál je pre spracovanie pomocou FFT predĺžený na požadovanú dĺžku nulami.



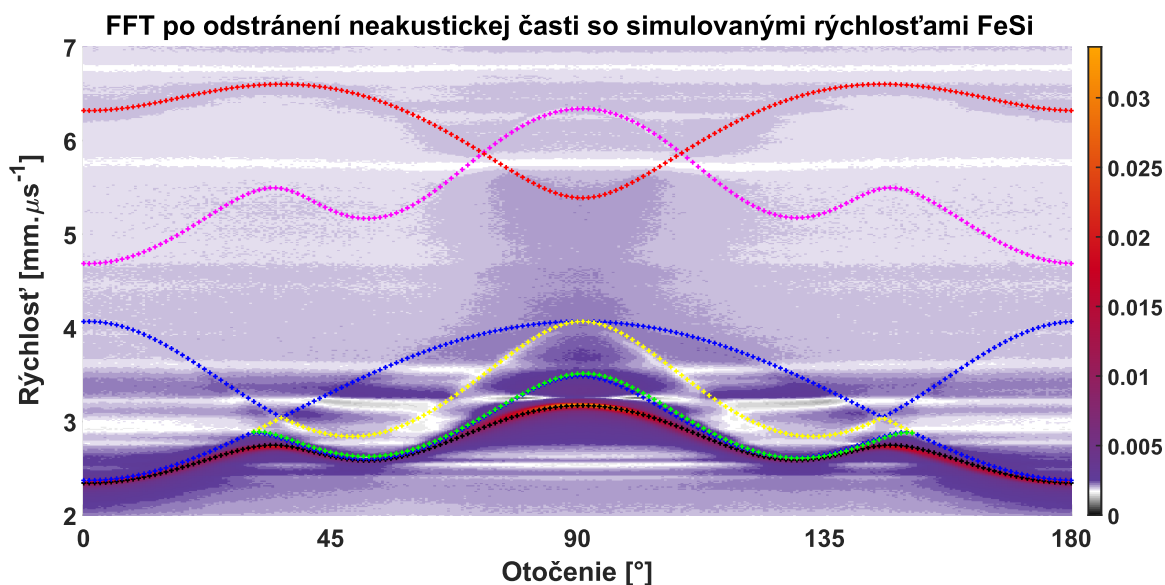
Obrázok 23: Nameraný signál, signál s odčítanou celkovou neakustickou časťou a jednotlivé zložky neakustickej časti.

Výsledná mapa po FFT signálu je na Obr. 24. Táto mapa je podobná predošlej mape z numerickej derivácie ale je zachovaný pomer maxím ako u neupraveného signálu. Takto dostaneme aj informáciu o termálnych vlastnostiach skúmaného materiálu.



Obrázok 24: Závislosť amplitúdy FFT na frekvencii prepočítanej na rýchlosť a smere šírenia. Graf je vzhľadovo rovnaký ako mapa vytvorená pomocou numerickej derivácie signálu. Zelené šípky ukazujú možnú polohu limitujúcich objemových priečných vln, červené polohu limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny a fialové druhú harmonickú vlnu k povrchovej vlne.

Z tabuľkových hodnôt sme vypočítali pomocou numerických metód rýchlosti povrchovej vlny a limitujúcich objemových vln. Na Obr. 25 sú vynesené tieto rýchlosti do grafu z Obr. 24. Ako vidíme simulácia a namerané dáta sedia veľmi dobre, aj napriek malým odchýlkam pri niektorých uhloch. Limitujúce objemové priečne vlny padajú do miním alebo spádov v grafe, ktoré obkolesujú oblasti so zvýšenou amplitúdou. Tieto oblasti so zvýšenou amplitúdou sú spôsobené neprítomnosťou homogénnych modov vlnenia, kvôli tomu vzniká náhodne vlnenie na povrchu, ktorého energia nie je odvádzaná do objemu pod povrchom. Následne keď je možný mód limitujúcej objemovej priečnej vlny energia kmitov sa začne efektívne odvádzat' pod povrch a klesne intenzita signálu. Limitujúca objemová pozdĺžna vlna sa zhoduje s maximom v danej oblasti ale v niektorých oblastiach sa chová rovnako ako limitujúca objemová priečna vlna, kde má povrchová vlna maximálnu intenzitu. Taktiež veľmi dobre pozorujeme povrchovú vlnu a časti jej druhej harmonickej vlny. Niektoré limitujúce objemové priečne vlny nepozorujeme, kvôli blízkosti silnej povrchovej vlny. Ich náznak je možné vidieť iba v niektorých uhloch, kde má povrchová vlna minimum intenzity.



Obrázok 25: Závislosť amplitúdy FFT na frekvencii prepočítanej na rýchlosť a smere šírenia s vynesenými simulovanými limitujúcimi objemovými rýchlosťami a rýchlosti povrchovej vlny a jej druhej harmonickej vlny. Čierne vyznačená vlna je povrchová vlna, fialová druhá harmonická k povrchovej vlnu, zelená, modrá a žltá sú limitujúce objemové priečne vlny a červená limitujúca objemová pozdĺžna vlna.

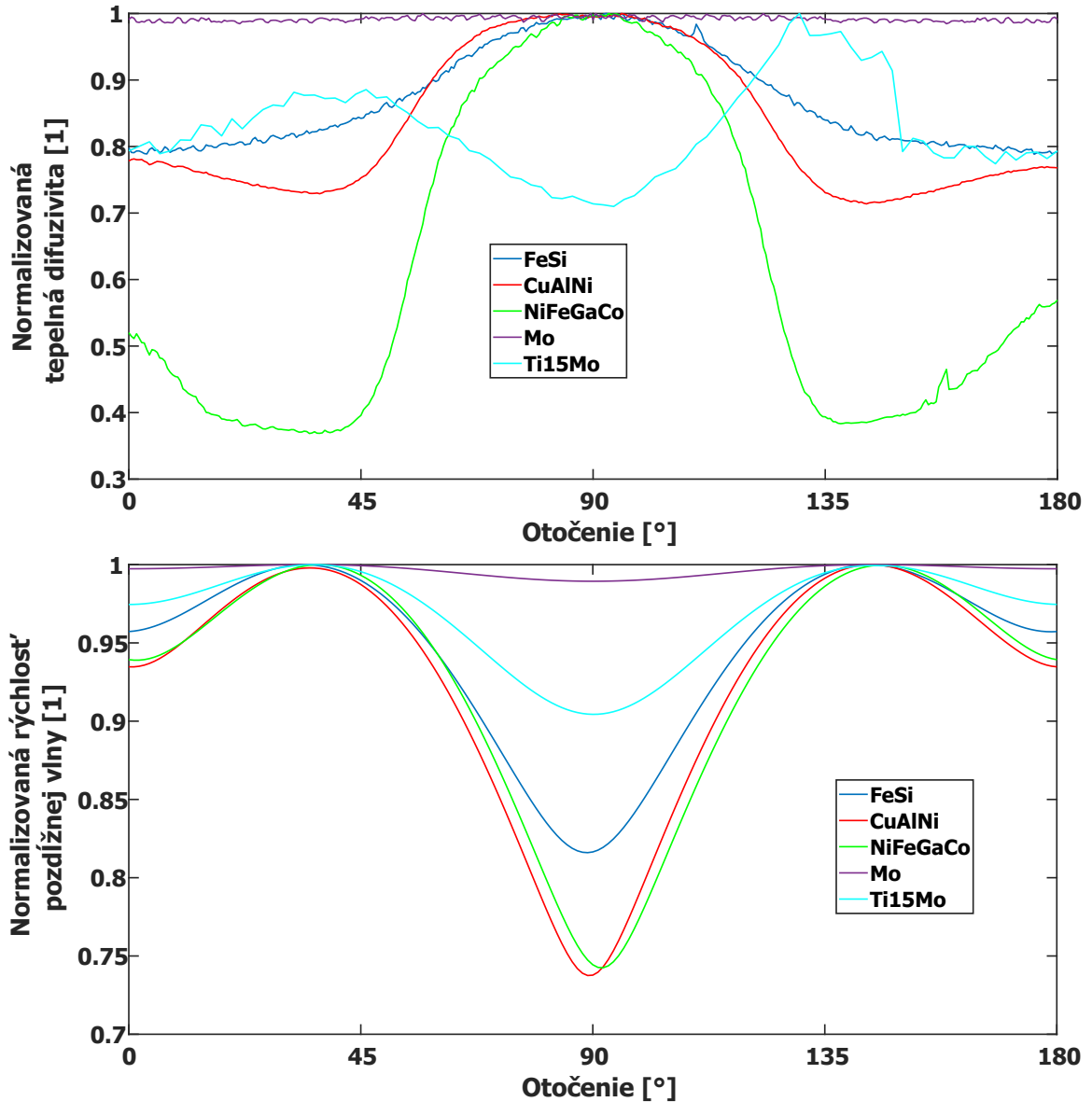
5.4 Anizotropia v poklese neakustickej časti

Spracovanie neakustickej časti spektra nám poskytlo možnosť skúmať podľa literatúry [6, 8, 9], tepelnú difuzivitu materiálu. V tejto kapitole budeme brať túto meranú veličinu ako tepelnú difuzivitu ale v diskusii sa vyjadríme, prečo si myslíme, že je táto definícia podľa literatúry pravdepodobne chybná. Výsledky meraní tepelnej difuzivity a jej anizotropie sú v Tabuľke 3 a na Obr. 26. Materiáli s veľkým elastickým anizotropným faktorom majú značnú anizotropiu aj v nameranej tepelnej difuzivite. Jediný Mo ako materiál s veľmi malou anizotropiou má konštantnú tepelnú difuzivitu. Nameraná hodnota $\sim 5,45 \text{ m}^2\text{s}^{-1} \cdot 10^{-5}$ pre Mo je veľmi blízka tabuľkovej hodnote $5,37 \text{ m}^2\text{s}^{-1} \cdot 10^{-5}$ [41]. Tepelná difuzivita by ale mala byť pre kubické materiáli izotropná pri difúznom móde transportu. Uvedené anizotropie v percentách sú rozdiel nameraného maxima a minima tepelnej difuzivity a simulovaných rýchlostí akustických vln. Elastický anizotropný faktor je definovaný Zenerovým koeficientom. Tepelná difuzivita pre zliatiny a intermetaliká je veľmi závislá na prvkovom zložení, preto pre porovnanie by sme potrebovali odmerať tepelnú difuzivitu alebo tepelnú vodivosť na našich vzorkách. Jedinú vzorku, ktorú sme mohli porovnať s tabuľkami je teda Mo.

Vzorka	Anizotropia α [%]	Nameraná α [m^2s^{-1}]. 10^{-5}	Anizotropný faktor [1]
FeSi	21,16	0,81-1,01	2,94
CuAlNi	28,62	2,63-3,66	12,48
NiFeGaCo	63,14	0,24-0,64	27,93
Mo	1,54	$\sim 5,45$	1,05
Ti15Mo	29,01	1,15-1,63	2,08

Tabuľka 3: Tabuľka nameraných hodnôt anizotropie tepelnej difuzivity a elastický anizotropný faktor.

Priebeh normalizovanej tepelnej difuzivity je na Obr. 26. Anizotropia tepelnej difuzivity nie je náhodná ale je smerovo závislá ako inverzia k limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlne pre vzorky FeSi, CuAlNi a NiFeGaCo. U Mo, ktorá je veľmi blízko izotropii, vidíme takmer konštantnú hodnotu a pri Ti15Mo je priebeh podobný ako limitujúca objemová pozdĺžna vlna.



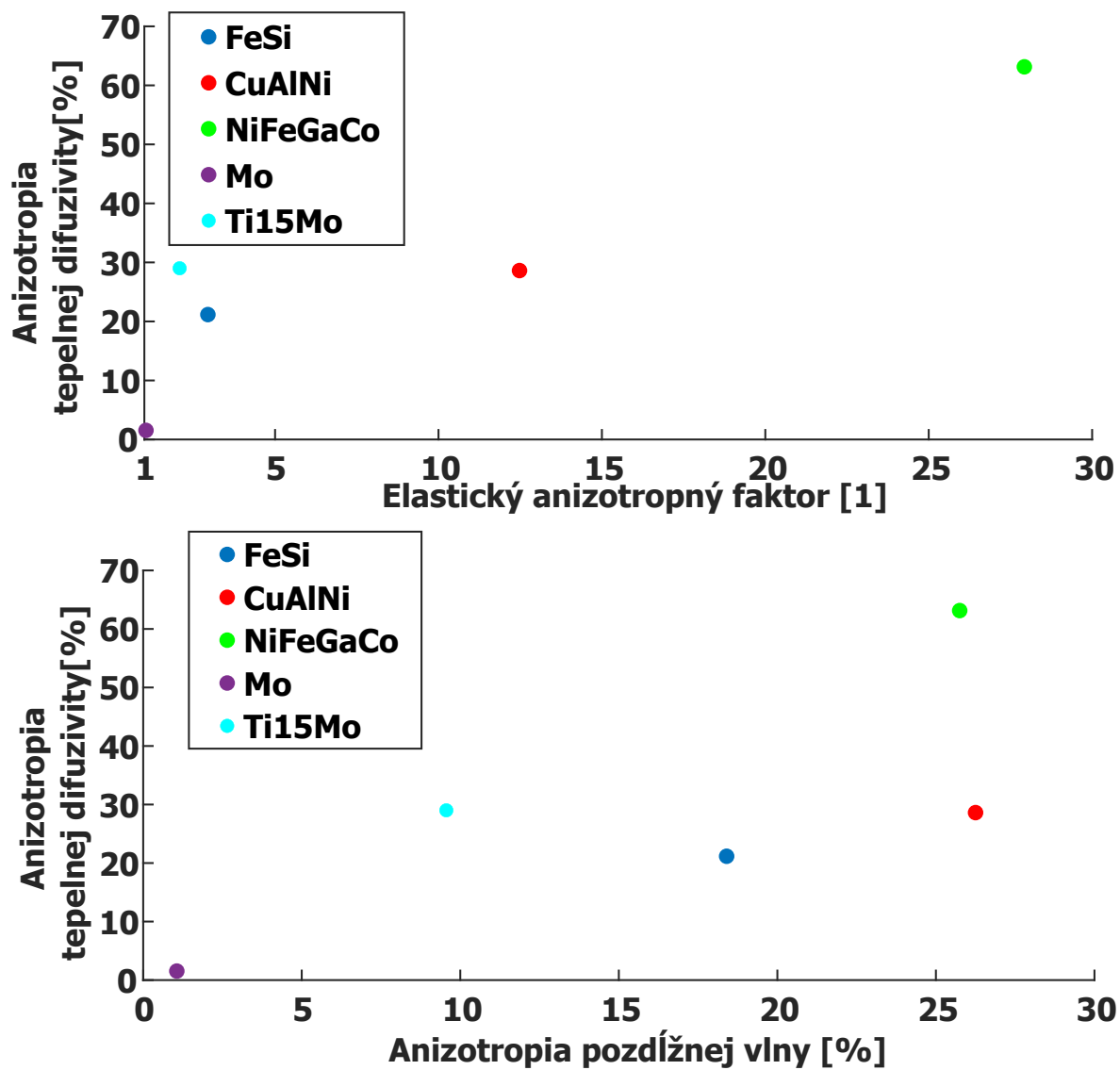
Obrázok 26: Normalizovaná tepelná difuzivita a normalizovaná simulovaná rýchlosť limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny v závislosti na smere merania pre jednotlivé materiály. Závislosť tepelnej difuzivity je inverzná k pozdĺžnej vlne v prípade FeSi, CuAlNi a NiFeGaCo. Pri Mo sme dostali konštantnú závislosť, kvôli malej elastickej anizotropii. U Ti15Mo bol priebeh anizotropie podobný ako priebeh pozdĺžnej vlny.

V Tabuľke 4. sú uvedené anizotropie simulovaných limitujúcich objemových vln, povrchovej vlny a tepelnej difuzivity. Pri priečnych vlnách sme zobrali maximálnu a minimálnu hodnotu zo všetkých polarizácií. Môžeme si všimnúť podobnú anizotropiu u CuAlNi a NiFeGaCo v akustických vlnách a veľký rozdiel v anizotropii tepelnej difuzivity. To je pravdepodobne spôsobené magnetickými vlastnosťami NiFeGaCo.

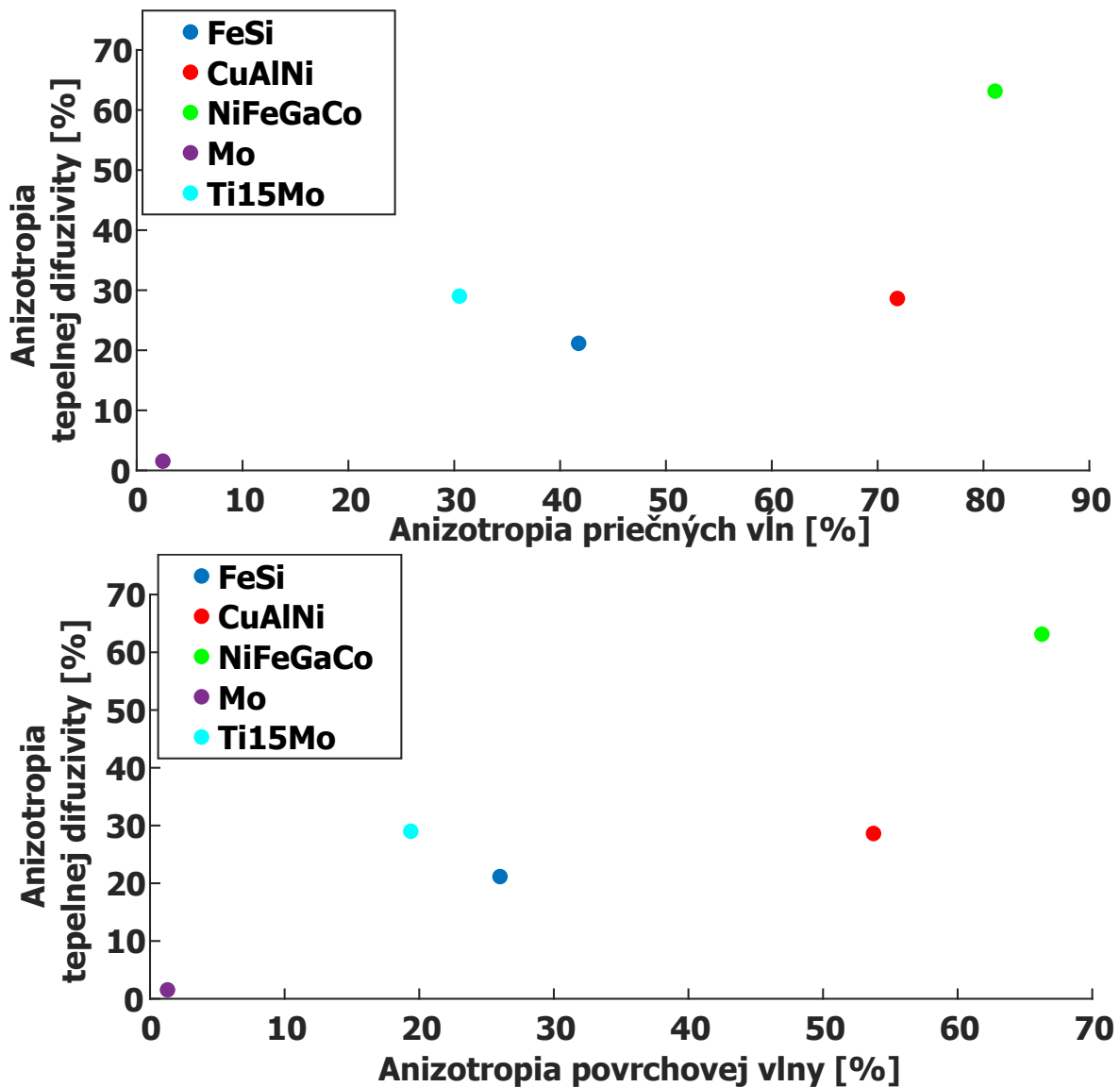
Vzorka	Pozdĺžna [%]	Priečna [%]	Povrchová [%]	Anizotropia α [%]
FeSi	18,40	41,75	26,00	21,16
CuAlNi	26,25	71,86	53,75	28,62
NiFeGaCo	25,75	81,09	66,26	63,14
Mo	1,06	2,47	1,30	1,54
Ti15Mo	9,56	30,49	19,37	29,01

Tabuľka 4: Tabuľka anizotropa pozdĺžnej, priečných, povrchovej vlny a tepelnej difuzivity pre jednotlivé materiály.

Na grafoch na Obr. 27 a 28 je vynesená anizotropia tepelnej difuzivity v závislosti na anizotropnom faktore, anizotropii pozdĺžnej, povrchovej a priečných vĺn. Je veľmi zreteľné, že anizotropia tepelnej difuzivity závisí graficky rovnako na anizotropii akustických vĺn aj napriek rôznym hodnotám anizotropie akustických vĺn pre jednotlivé materiály.



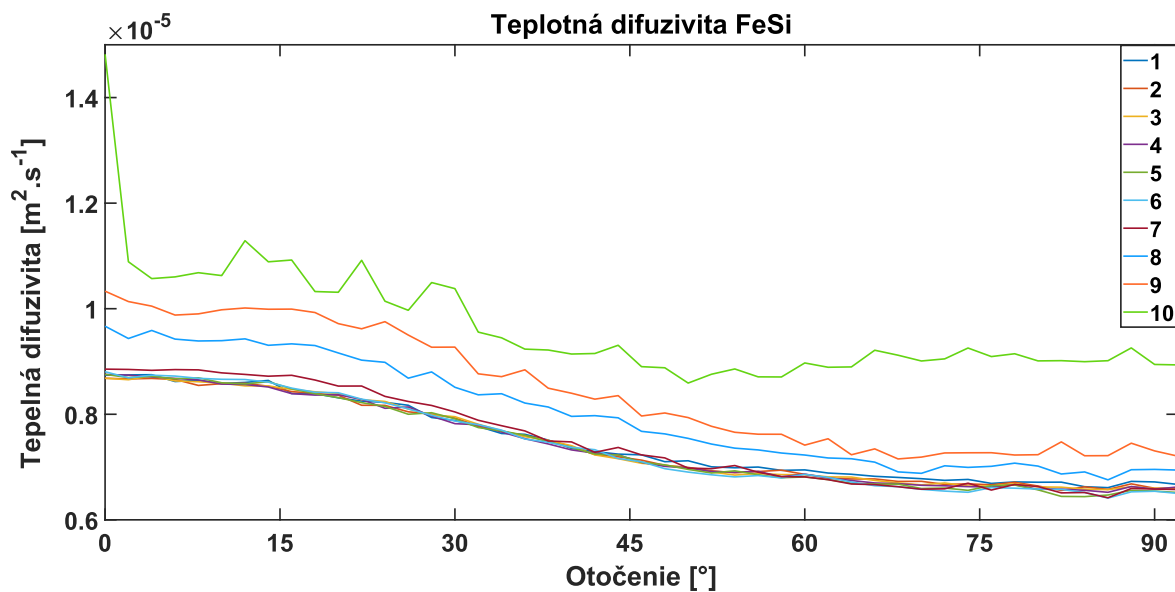
Obrázok 27: Závislosť anizotropie tepelnej difuzivity na elastickom anizotropnom faktore a anizotropii pozdĺžnej vlny.



Obrázok 28: Závislosť anizotropie tepelnej difuzivity na anizotropii povrchovej a priečnych vln.

Anizotropiu teplotnej difuzivity u FeSi sme merali aj pri zmene fáze pomocou posunu vzorky v smere optickej osy TGS. Celkovo bolo urobených 11 meraní s fázovým posunom od 0-90°. To je ekvivalentné posunu z maxima neakustickej časti do minima, ktoré neobsahuje neakustickú časť. Fázový posun od merania k meraniu bol 8,18°. Výsledky 10 z 11 meraní sú na Obr. 29. Posledné meranie sme neuviedli, pretože skript na spracovanie neakustickej časti ho už nevedel spracovať, kvôli neprítomnej alebo veľmi slabej neakustickej časti. Merania 1 až 7 majú totožný priebeh tepelnej difuzivity a až následné merania sa odchyľujú od tohto priebehu. Zmena závislosti tepelnej difuzivity je spôsobená znižovaným meranej intenzity neakustickej časti, z ktorého dostávame pomocou fitu tepelnú difuzivitu. Viac o posune

meranej fáze a tvare signálu pri posune meranej fáze v nasledujúcej kapitole.

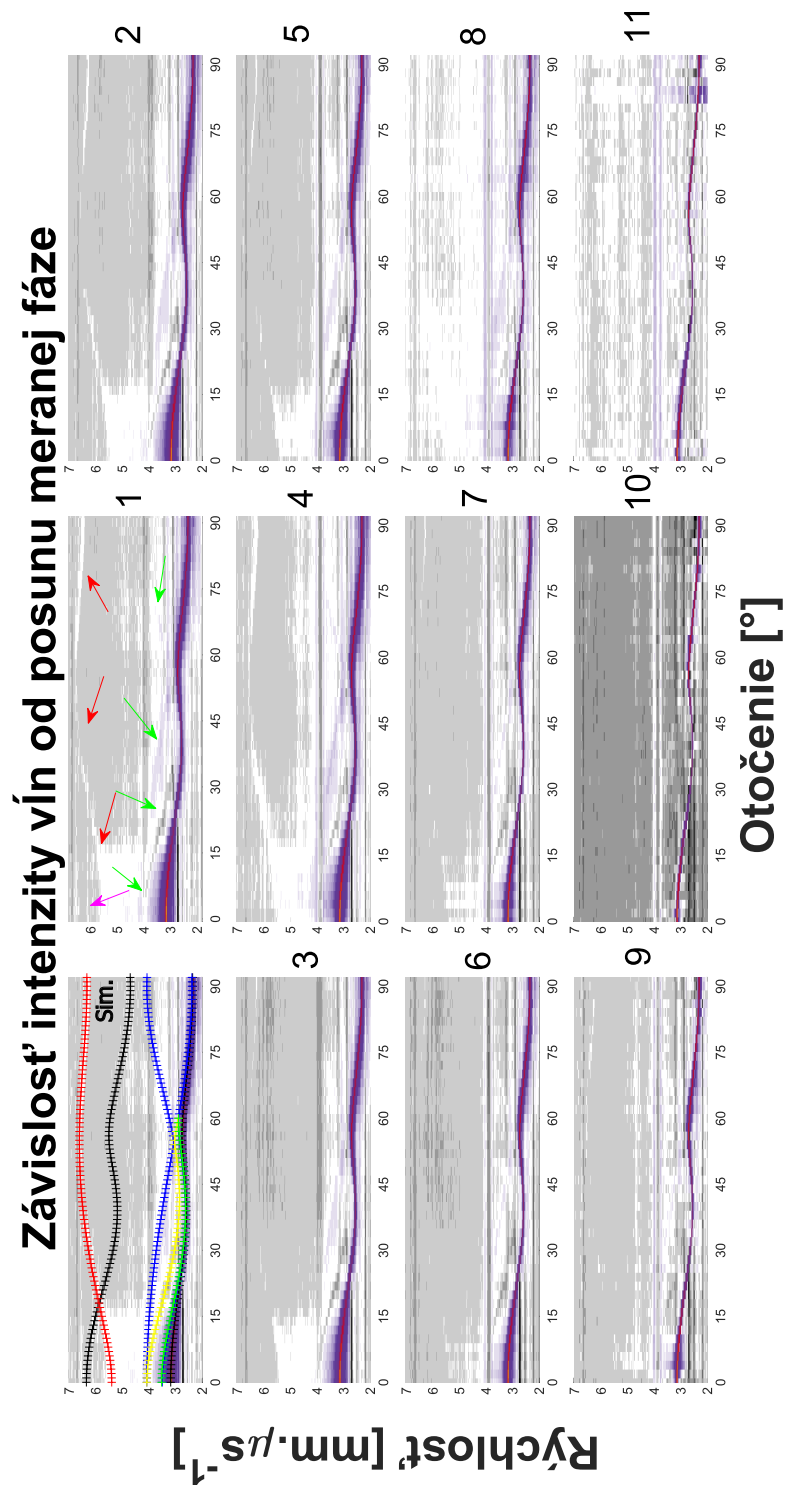


Obrázok 29: Teplotná difuzivita FeSi pri zmene fáze merania. Vidíme, že fázový posun nemá vplyv na nami nameranú tepelnú difuzivitu ak sa nachádzame v blízkosti fókusu a signál obsahuje dostatočne silnú neakustickú časť.

5.5 Zmena meranej fáze

Zmenu meranej fáze je možné urobiť viacerými spôsobmi, ktoré sme popísali v kapitole venujúcej sa TGS experimentu. Najlepšie kontrolovaný spôsob je použitie fázových doštičiek na posúvanie fázy jedného lúču laseru či už infračerveného alebo zeleného. Pri ďalšom spôsobe už nie je možné určiť presné posunutie fáze. Vieme určiť iba polohu maxima a minima neakustickej časti na osciloskope, ktoré vieme naladiť pomocou kombinácie zrkadla M_1 a posunu vzorky po optickej ose mimo fókus.

Experiment so zmenou fáze sme urobili pomocou posunu na optickej ose aj za cenu, že s rastúcim fázovým posunom budeme strácať aj celkovú intenzitu signálu, kvôli posunu vzorky mimo miesto fókusu v optickej osi. Výsledky experimentu na FeSi spolu so simulovanými rýchlosťami sú na Obr. 30. Celkovo bolo urobených 11 meraní s fázovým posunom $0-90^\circ$ s fázovým posunom $8,18^\circ$ medzi meraniami. Pri meraniach 1, 4 a 8 bola intenzita limitujúcich objemových vĺn najvyššia v porovnaní s povrchovou vlnou. Ostatné merania mali náznaky limitujúcich objemových vĺn, ktoré by sa zlepšili dlhším meraním v jednom smere alebo limitujúce objemové vlny neboli vôbec prítomné. Prvé meranie už malo dobre naladenú fázu pre meranie limitujúcich objemových pozdĺžnych vĺn. Prítomnosť limitujúcich objemových vĺn je teda závislá na hodnote meranej fáze.



Obrázok 30: Vývoj závislosti intenzity povrchovej a limitujúcich objemových vln na zmene meranej fáze. Prvý graf s označením (Sim.) obsahuje simulované rýchlosti, pre porovnanie ostatných meraní. Poradie merania je napravo od jednotlivých grafov. Zelené šípky ukazujú polohu limitujúcich objemových priečných vln, červené polohu limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny a fialové druhú harmonickú vlnu k povrchovej vlne. Najlepšie zosilnenie limitujúcich objemových vln nastalo pri meraniach 1, 4 a 8.

6 Diskusia

6.1 Spracovanie signálu a zmena fáze merania

Spracovanie signálu pomocou numerickej derivácie, odstránením neakustickej časti a s rôznymi metódami odstránenia parazitného signálu sa nám podarilo zvýrazniť signál od limitujúcich objemových vln v našich meraniach. Možnosť získania informácie o limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlne výrazne napomáha pri riešení inverznej úlohy pre zistenie elastických konštánt meraného materiálu. Povrchová vlna v sebe obsahuje hlavne informáciu o priečných modoch preto z nej nie je možné urobiť plnú inverziu a doteraz bolo potrebné zistiť informáciu o pozdĺžnych modoch z pulz-echo experimentu. Zmenou meranej fáze sme dokázali, že prítomnosť limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny je závislá na meranej fáze a je možné jej naladenie. Pre zlepšenie experimentu bol objednaný fázový retardér pre presné posúvanie meranej fáze a aby sme vedeli určiť presný fázový posun merania.

Takto nastaviteľný TGS experiment a naše spracovanie signálu nám poskytuje možnosť zlepšiť stabilitu inverznej úlohy, kvôli informácii o pozdĺžnych modoch popri priečných modoch, ktoré sú ľahko detegovateľné. TGS experiment a naše spracovanie signálu nám poskytuje rýchly, efektívny, nedeštruktívny a veľmi presný experiment pre zistenie elastických vlastností bez potreby ďalších metód na meranie elasticity ako je napr. rezonančná ultrazvuková spektroskopia a pulz-echo.

6.2 Anizotropia v neakustickej časti

Tepelná difuzivita alebo tepelná vodivosť v difúznom modeli transportu tepla je κ_{ij} tenzor 2. radu. V kubických materiáloch, ktoré sme merali ale aj UO_2 by mala mať tepelná difuzivita izotropný charakter. V publikácii [42] ale pozorujú u UO_2 anizotropiu tepelnej vodivosti. Anizotropiu tepelnej vodivosti zdôvodňujú perturbáciami elektrického poľa v dôsledku tepelného gradientu. Perturbácie elektrického poľa porušia symetriu kmitov iontov v mriežke a tým porušia kubickú symetriu mriežky. To ale nebolo detegované na röntgenových difrakčných experimentoch. V tej istej publikácii autori naznačili, že balistický transport tepla pomocou fonónov má tenzor tepelnej vodivosti κ_{ijkl} , teda tenzor 4. rádu. Podľa autorov a všeobecnej teórie je balistický transport prítomný iba pri nízkych teplotách.

V literatúre [6, 8, 9, 34] mriežka TGS experimentu rozdeľuje fonóny na tie, ktoré majú voľnú dráhu $\langle \lambda_{\text{SAW}} \rangle$ a transportujú teplo difúzne a fonóny s voľnou dráhou $\langle \lambda_{\text{SAW}} \rangle$ transportujú teplo balistickým modom a teda neprispievajú do tepelnej difuzivity. Tento fenomén bol tiež nameraný v [6, 8, 9, 34]. V týchto publikáciách namerali závislosť tepelnej difuzivity na veľkosti použitej mriežky u monokryštálov Si, GaAs a Ge. S menšou mriežkou TGS

experimentu im klesala aj meraná tepelná difuzivita ako viac a viac fonónov prechádzalo do balistického alebo kvázi-balistického módu. To je celkom jasná úvaha pri dominantne fononových vodičoch.

Treba si však uvedomiť, že tepelná difuzivita je závislá na tepelnej vodivosti, hustote a na mernej tepelnej kapacite. Ak TGS experiment mení v značnej miere hustotu alebo mernú tepelnú kapacitu pozorujeme teda iba ich anizotropiu a nie anizotropiu tepelnej vodivosti. Vzorka Mo, ktorú sme merali mala iba malé výchylky od konštantného priebehu a teda TGS experiment pri tejto vzorke nespôsobil anizotropiu v hustote alebo mernej tepelnej kapacite.

Naše vzorky sú ale kovy s dominantne elektronovou vodivosťou, ktorá ma tak krátke voľné vzdialenosti šírenia elektrónov, ktoré určite nedosahujeme. Preto si myslíme, že sa jedná o chybu v základnej úvahe pri TGS experimente a to ako sa zdeformuje povrch vzorky po dopade infračerveného laséru. Tvar vzniknutého stojatého vlnenia v literatúre nezávisí na elastickej anizotropii. My si však myslíme, že tvar vzniknutej deformácie na povrchu bude závislí na veľkosti elastickej anizotropie vzorky a smere budenia. Teda vzniknutá deformácia na povrchu nemusí byť symetrická okolo maxima alebo minima výchylky povrchu. Meranie TGS deteguje zmenu sklonu povrchu na danom mieste po termálnej expanzii pomocou difrakcie a interferencie detekčných lúčov a my pri našom experimente nevieme určiť, ktoré miesto presne detegujeme. Myslíme si, že nami meraná anizotropia tepelnej difuzivity je iba prejav elastickej anizotropie v neakustickej časti signálu. V niektorých smeroch bude hodnota tepelnej difuzivity pravdepodobne dobrá ako ukázala vzorka Mo, ktorá bola rovnaká ako tabuľkové hodnoty ale v iných bude závisieť na tvare tepelného gradientu, elastickej anizotropii a smere budenia na povrchu.

Tento náš záver by sa dal overiť pomocou simulácie deformácie povrchu po aplikácii tepelného gradientu a následným výpočtom intenzity difraktovaných lúčov, ktoré detegujeme. Ak docielime anizotropiu poklesu signálu bez potreby anizotropnej tepelnej difuzivity, TGS nedeteguje čistú tepelnú difuzivitu v neakustickej časti.

Pre detailné preskúmanie tohto fenoménu by sme potrebovali odmerať a simulovať závislosť na elasticky anizotropných materiáloch, pri ktorých je dobre a definovane odmeraná tepelná difuzivita ako sú napr. monokryštály Cu, Al alebo Ni. Všetky tieto monokryštály sú dominantne elektronové vodiče tepla a Ni má magnetické vlastnosti. Taktiež by bolo vhodné odmerať dominantne fononový vodič tepla ako je diamant ale to pri nami používaných laseroch nie je možné.

7 Záver

TGS je moderná nedeštruktívna a nekontaktná metóda pre skúmanie elasticity materiálov. Metóda dokáže poskytnúť údaje o povrchových, priečnych a pozdĺžnych modoch. Nami vyvinuté metódy nám umožnili:

- Lepšie odstránenie parazitného šumu a to buď v časovom spektre alebo frekvenčnom spektre.
- Zvýraznenie signálu limitujúcich objemových akustických vln v spracovanom signále.
- Meranie smerovej závislosti teplotnej difuzivity.

Pre efektívne riešenie inverznej úlohy je potrebná informácia a pozdĺžnych akustických modoch. Povrchová vlna je ale dominantne priečneho charakteru a bolo potrebné stále doplniť informáciu o pozdĺžnych modoch pre stabilizáciu inverznej úlohy. Pri meraniach TGS sa limitujúca objemová pozdĺžna vlna objavovala iba pri niektorých meraniach. Zistili sme, že prítomnosť limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny je závislá na meranej fáze. Signál limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny sa cyklicky zosiloval a zoslaboval so zmenou fáze.

Merania teplotnej difuzity ukázali jej anizotropiu. Tepelná difuzivita u meraných materiálov bola:

- Závislá na smere merania.
- Závislosť bola u silne anizotropných FeSi, CuAlNi a NiFeGaCo inverzná k simulovanej rýchlosti limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny.
- U Ti15Mo bola závislosť podobná ako závislosť rýchlosti limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny.
- Pri skoro izotropnom Mo sme namerali konštantnú hodnotu teplotnej difuzivity zhodnú s tabuľkami.
- Zmena fáze merania nemá vplyv na meranie teplotnej difuzivity.
- Tento jav je pravdepodobne spôsobeným prechodom fonónov do balistického alebo kvázi-balistického módu s voľnou dráhou $> \lambda$ vlnová dĺžka generovaného stojatého vlnenia. To ale nevysvetľuje prečo tento fenomén meriame aj na dominantne elektrónový vodičoch tepla.
- Myslíme si, že pokles neakustickej časti signálu je závislý aj na elastickej anizotropii a smere merania. To by sa dalo overiť simuláciou deformácie povrchu po pôsobení teplotného gradientu a výpočtu intenzity difraktovaného svetla od povrchu.

- Pre overenie by bolo potrebné premerať a simulovať dobre definované elasticky anizotropné monokryštály s dominantnou fononovou a elektrónovou tepelnou vodivosťou.

Referencie

- [1] J. W. S. Rayleigh, "Scientific papers. Vol. 2 1881-1887," University Press (Cambridge), Tech. Rep., 1900. [Online]. Available: <http://hdl.handle.net/1908/1407>
- [2] J. W. S. Rayleigh and R. B. Lindsay, *The Theory of Sound, Two Volumes In One*. New York: Dover Publications, 1945.
- [3] D. Royer and E. Dieulesaint, *Elastic Waves in Solids I Free and Guided Propagation*. Masson: Springer, 1996.
- [4] A. G. Every, K. Y. Kim, and A. A. Maznev, "The elastodynamic response of a semi-infinite anisotropic solid to sudden surface loading," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 102, no. 3, pp. 1346--1355, Sep. 1997, publisher: Acoustical Society of America. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.420053>
- [5] P. Stoklasová, P. Sedlák, H. Seiner, and M. Landa, "Forward and inverse problems for surface acoustic waves in anisotropic media: a Ritz-Rayleigh method based approach," *Ultrasonics*, vol. 56, pp. 381--389, Feb. 2015. [Online]. Available: <http://europepmc.org/abstract/MED/25260488>
- [6] C. A. Dennett and M. P. Short, "Thermal diffusivity determination using heterodyne phase insensitive transient grating spectroscopy," *Journal of Applied Physics*, vol. 123, no. 21, p. 215109, Jun. 2018, publisher: American Institute of Physics. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.5026429>
- [7] F. Hofmann, D. R. Mason, J. K. Eliason, A. A. Maznev, K. A. Nelson, and S. L. Dudarev, "Non-Contact Measurement of Thermal Diffusivity in Ion-Implanted Nuclear Materials," *Scientific Reports*, vol. 5, no. 1, p. 16042, Nov. 2015. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/srep16042>
- [8] J. A. Johnson, A. A. Maznev, J. Cuffe, J. K. Eliason, A. J. Minnich, T. Kehoe, C. M. S. Torres, G. Chen, and K. A. Nelson, "Direct Measurement of Room-Temperature Nondiffusive Thermal Transport Over Micron Distances in a Silicon Membrane," *Physical Review Letters*, vol. 110, no. 2, p. 025901, Jan. 2013, publisher: American Physical Society. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.110.025901>
- [9] J. A. Johnson, J. K. Eliason, A. A. Maznev, T. Luo, and K. A. Nelson, "Non-diffusive thermal transport in GaAs at micron length scales," *Journal of Applied Physics*, vol. 118, no. 15, p. 155104, Oct. 2015, publisher: American Institute of Physics. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.4933285>
- [10] V. Cerveny, *Seismic Ray Theory*. New York: Cambridge University Press, 2005.
- [11] B. A. Auld, *Acoustic Fields and Waves in Solids*. New York: John Wiley & Sons, 1973.
- [12] F. I. Fedorov, *Theory of Elastic Waves in Crystals*. New York: Springer, 1968.

- [13] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics, Theory of Elasticity*. Oxford: Pergamon Press, 1986.
- [14] S. G. Lekhnitskii, *Theory Of Elasticity of an Anisotropic Body*. Moscow: Mir Publisher, 1981.
- [15] M. J. P. Musgrave, *Crystal Acoustics*. San Francisco: Holden-Day, 1970.
- [16] J. F. Nye, *Physical Properties of Crystals, Their Representation by Tensors and Matrices*. Oxford: Clarendon Press, 1985.
- [17] J. L. Rose, *Ultrasonic Guided Waves in Solid Media*. New York: Cambridge University press, 2014.
- [18] M. H. Sadd, *Elasticity Theory, applications and Numerics*. Burlington: Academic Press, 2009.
- [19] J. P. Wolfe, *Imaging Phonons Acoustic Wave Propagation in Solids*. New York: Cambridge University Press, 1998.
- [20] J. D. Achenbach, *Wave Propagation in Elastic Solids*, elsevier ed. Holland: Elsevier, 1973.
- [21] A. G. Every, "Measurement of the near-surface elastic properties of solids and thin supported films," *Measurement Science and Technology*, vol. 13, no. 5, pp. R21--R39, Mar. 2002, publisher: IOP Publishing. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/0957-0233/13/5/201>
- [22] M. Beghi, A. Every, and P. Zinin, "In Ultrasonic non-destructive evaluation," *Ed. T. Kundu (CRC Boca Raton Fl*, pp. 581--651, Jan. 2004.
- [23] J. H. Staudte and B. D. Cook, "Visualization of Quasilongitudinal and Quasitransverse Elastic Waves," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 41, no. 6, pp. 1547--1548, Jun. 1967, publisher: Acoustical Society of America. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.1910521>
- [24] J. Lothe and D. M. Barnett, "Integral formalism for surface waves in piezoelectric crystals. Existence considerations," *Journal of Applied Physics*, vol. 47, no. 5, pp. 1799--1807, May 1976, publisher: American Institute of Physics. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.322895>
- [25] N. Favretto-Cristini, D. Komatitsch, J. M. Carcione, and F. Cavallini, "Elastic surface waves in crystals. Part 1: Review of the physics," *Ultrasonics*, vol. 51, no. 6, pp. 653--660, Aug. 2011. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X1100031X>
- [26] M. P. Ryza, *Thesis*. Johannes Kepler University in Linz, 2019.

- [27] A. Every, A. Maznev, W. Grill, M. Pluta, J. Comins, O. Wright, O. Matsuda, W. Sachse, and J. Wolfe, "Bulk and surface acoustic wave phenomena in crystals: Observation and interpretation," *Dedicated to Vladimir Alshits on the Occasion of his 70th Birthday*, vol. 50, no. 8, pp. 1197--1217, Dec. 2013. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0165212513000371>
- [28] T. C. Lim and G. W. Farnell, "Character of Pseudo Surface Waves on Anisotropic Crystals," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 45, no. 4, pp. 845--851, Apr. 1969, publisher: Acoustical Society of America. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1121/1.1911556>
- [29] P. Dryburgh, R. J. Smith, P. Marrow, S. J. Lainé, S. D. Sharples, M. Clark, and W. Li, "Determining the crystallographic orientation of hexagonal crystal structure materials with surface acoustic wave velocity measurements," *Ultrasonics*, vol. 108, p. 106171, Dec. 2020. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0041624X20301104>
- [30] O. W. Käding, H. Skurk, A. A. Maznev, and E. Matthias, "Transient thermal gratings at surfaces for thermal characterization of bulk materials and thin films," *Applied Physics A*, vol. 61, no. 3, pp. 253--261, Sep. 1995. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/BF01538190>
- [31] F. Hofmann, M. P. Short, and C. A. Dennett, "Transient grating spectroscopy: An ultrarapid, nondestructive materials evaluation technique," *MRS Bulletin*, vol. 44, no. 5, pp. 392--402, 2019, edition: 2019/05/09 Publisher: Cambridge University Press. [Online]. Available: <https://www.cambridge.org/core/article/transient-grating-spectroscopy-an-ultrarapid-nondestructive-materials-evaluation-technique/2AA5FA7DCC76035C115F76033DB6F412>
- [32] K. A. Nelson, R. Casalegno, R. J. D. Miller, and M. D. Fayer, "Laser-induced excited state and ultrasonic wave gratings: Amplitude and phase grating contributions to diffraction," *The Journal of Chemical Physics*, vol. 77, no. 3, pp. 1144--1152, Aug. 1982, publisher: American Institute of Physics. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.443979>
- [33] A. Maznev and A. Every, "Secluded supersonic surface waves in germanium," *Physics Letters A*, vol. 197, no. 5, pp. 423--427, Feb. 1995. [Online]. Available: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037596019400985X>
- [34] J. A. Johnson, A. A. Maznev, M. T. Bulsara, E. A. Fitzgerald, T. C. Harman, S. Calawa, C. J. Vineis, G. Turner, and K. A. Nelson, "Phase-controlled, heterodyne laser-induced transient grating measurements of thermal transport properties in opaque material," *Journal of Applied Physics*, vol. 111, no. 2, p. 023503, Jan. 2012, publisher: American Institute of Physics. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.3675467>
- [35] A. A. Maznev, K. A. Nelson, and J. A. Rogers, "Optical heterodyne detection of laser-induced gratings," *Optics Letters*, vol. 23, no. 16, pp. 1319--1321, Aug.

- 1998, publisher: OSA. [Online]. Available: <http://ol.osa.org/abstract.cfm?URI=ol-23-16-1319>
- [36] P. G. Malischewsky, "Comparison of approximated solutions for the phase velocity of Rayleigh waves (Comment on 'Characterization of surface damage via surface acoustic waves')," *Nanotechnology*, vol. 16, no. 6, pp. 995--996, May 2005, publisher: IOP Publishing. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/0957-4484/16/6/N01>
- [37] I. A. Viktorov, *Rayleigh and Lamb Waves*. New York: Plenum Press, 1970.
- [38] X. Zhang, J. D. Comins, A. G. Every, P. R. Stoddart, W. Pang, and T. E. Derry, "Surface Brillouin scattering study of the surface excitations in amorphous silicon layers produced by ion bombardment," *Physical Review B*, vol. 58, no. 20, pp. 13 677--13 685, Nov. 1998, publisher: American Physical Society. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.58.13677>
- [39] T. Grabec, *Master thesis*. Czech Technical University, 2017.
- [40] T. Grabec, P. Sedlák, P. Stoklasová, M. Thomasová, D. Shilo, M. Kabla, H. Seiner, and M. Landa, "In situ characterization of local elastic properties of thin shape memory films by surface acoustic waves," *Smart Materials and Structures*, vol. 25, no. 12, p. 127002, Nov. 2016, publisher: IOP Publishing. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1088/0964-1726/25/12/127002>
- [41] S. R. Choi, D. Kim, and S.-H. Choa, "Thermal Diffusivity of Metallic Thin Films: Au, Sn, Mo, and Al/Ti Alloy," *International Journal of Thermophysics*, vol. 27, no. 5, pp. 1551--1563, Sep. 2006. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1007/s10765-006-0118-2>
- [42] K. Gofryk, S. Du, C. R. Stanek, J. C. Lashley, X. Y. Liu, R. K. Schulze, J. L. Smith, D. J. Safarik, D. D. Byler, K. J. McClellan, B. P. Uberuaga, B. L. Scott, and D. A. Andersson, "Anisotropic thermal conductivity in uranium dioxide," *Nature Communications*, vol. 5, no. 1, p. 4551, Aug. 2014. [Online]. Available: <https://doi.org/10.1038/ncomms5551>

Prílohy

Úloha hlavného skriptu je načítanie dát a využitie funkcií na spracovanie signálu. Taktiež na vytváranie grafov pre túto prácu. Veľa výpočtov a úprav bolo presunutých do funkcií ako napr. výpočet FFT a fitovanie neakustickej časti.

Fitovanie neakustickej časti sa riadi podľa [6]. Skript prve nájde významné body v signále od ktorých chceme fitovať signál. Tieto body sú maximá signálu a maximá prvej a druhej derivácie. Od zvoleného bodu sa signál fituje vzťahom:

$$I(t) = A \left[\operatorname{erfc}(q\sqrt{\alpha t}) - \frac{\beta}{\sqrt{t}} \exp(-q^2 \alpha t) \right] + B. \quad (61)$$

Ako prvé sa ale signál fituje iba časťou s erfc pre zistenie počiatočnej hodnoty α . A si zadáme na začiatku ako výšku signálu v danom bode a následne sa odhadne maximum β zo vzťahu:

$$\beta = \frac{1}{q\sqrt{\pi\alpha}}. \quad (62)$$

Ďalší fit iba určí akú hodnotu má B vo vzťahu (61). Po týchto začiatkových fitoch začína iterácia pre finálne naitovanie. Zo všetkými fitovanými konštantami prve meníme iba α následne si znovu vypočítam β . Potom povolím zmenu α a β . Následne zafixujem α a β a povolím iba zmenu A a B . Posledný fit prebieha so súčasnou zmenou všetkých fitovaných konštant. Iterácia sa opakuje dovtedy pokiaľ zmena finálnej hodnoty nebude menšia ako požadujeme.

A) Hlavný skript

```
% Potrebné skripty
% rdlecroy (spracovanie signálu z osciloskopu (Nie je môj))
% Fit_Temperature
% Do_FFT
% customcolormap (Nie je môj)

% Ak nie su dostupné súbory alebo scripty treba príkaz addpath/nastavenia
% pridať zložku.

%% Načítanie a spracovanie signálu %%

%Tlačítka pre .mlx skript
tic; %Pre info ako dlho trvá spracovanie

Experiment_Lambda=10*10^(-6);%Podľa experimentu dôležité !!!

%Načítanie signálov
NAME=dir('* .bin'); % Načíta všetky súbory s koncoukou .bin
%NAME.name % Zobrazí mená súborov
NN=length(NAME); % Počet súborov .bin
SIG=[];

for nn=1:NN
    namef=NAME(nn).name;
    rdlecroy; % Info a spracovanie signálu z osciloskopu
    SIG(:,nn) = si1; % TGS signaly
end

% Načítanie pozadia
NAMEB=dir('* .trc'); % Načíta súbory s koncoukou .trc
%NAMEB.name
SIGB=[];
NBgr=length(NAMEB);
for nn=1:NBgr
    namef=NAMEB(nn).name;
    rdlecroy;
    SIGB(:,nn) = si1; % Signály BACKGROUND
end

clearvars -except NAME NN SIG t NAMEB SIGB Experiment_Lambda %Vymaže všetky
súbory okrem vypísaných
```

```

% Načíta uhly z názvu súboru
% Ak nie je názov tak iba počet meraní
ANGLE=NaN(1,NN);
for nn=1:NN
    %nacteni nazvu souboru a oddeleni cisla mereni (%d) a uhlu (%f),
    %*[\n] znamena ignorovat zbytek radku
    %%%%%%%%%%% mereni ROTACE %%%%%%%%%%%
    nabez_mereni = textscan(NAME(nn).name, '%d Uhel %f %*[\n]', 'Delimiter', '_');
    try
        ANGLE(nn) = nabez_mereni{2};
    catch
        ANGLE(nn)=nn-1;
    end
    %%%%%%%%%%% mereni KRYOSTAT %%%%%%%%%%%
    % Nie je implementované
    % nabez_mereni = textscan(NAME(nn).name, '%d Temp %f %*[\n]', 'Delimiter', '_');
    % Poradove_cislo(nn) = nabez_mereni{1};
    % Teplota(nn) = nabez_mereni{2};
end
x_graf=(ANGLE(1,1):ANGLE(1,2)-ANGLE(1,1):ANGLE(1,end)); % x os pre grafy
uhly
clearvars nn NN NAMEB NAME nabez_mereni

```

```

T_sample=t(1,2)-t(1,1); % Samplovací čas, z prvého merania prvé dve hodnoty
čas.
f_sample=1/T_sample; % Samplovacia frekvencia, prevratená hodnota času.
T_graph=((0:1:size(SIG,1)-1)*T_sample); % x os pre grafy čas

```

```

Signal = NaN(size(SIG)); %Príprava premenných.
P_SIG=NaN(size(SIG));

```

```

if max(SIG(:,1))<max(-SIG(:,1)) % Podľa výšky maxima upravý
signál tak aby bolo maximum hore a najde pozíciu prvého maxima.

```

```

for NN = 1:size(SIG,2)
    Signal(:,NN) = -(SIG(:,NN));
    [P_SIG_MAX(1,NN),Peak_POZ(1,NN)]=max(Signal(:,NN)); % Najde max
hodnotu
    [M,P]=findpeaks(Signal(:,NN), "MinPeakHeight",P_SIG_MAX(:,NN)/6); % Pozicia
maxim nad MAX/6
    P_SIG(1:length(P(:,1)),NN)=P(:,1); % Prvé maximum
end

```

```

else

```



```

for NN = 1:size(SIG,2)
    Signal(:,NN) = (SIG(:,NN));
    [P_SIG_MAX(1,NN),Peak_POZ(1,NN)]=max(Signal(:,NN));           % Najde max
hodnotu
    [M,P]=findpeaks(Signal(:,NN),"MinPeakHeight",P_SIG_MAX(:,NN)/6);   % Pozicia
maxim nad MAX/6
    P_SIG(1:length(P(:,1)),NN)=P(:,1);                               % Prvé maximum
end

end

clearvars NN P M P_SIG P_SIG_MAX Peak_POZ

L=length(Signal(:,1));                                             % Dĺžka Signalu

POWER_2=12;                                                         % Do akej mocniny 2 predĺži signál kvôli FFT.
Chceme aby ďalej bolo rozlíšenie z experimentu rovnaké ako z výpočtu.
L_FFT=2^POWER_2;                                                  % Mocniny dvojky, kvôli
algorithmu FFT. Beží omnoho rýchlejšie.

SIGNAL_FIT=zeros(size(Signal));                                     % Priprava premenných

SIGNAL_ADD0=zeros(size(Signal));
SIGNAL_ADD0(1:L,:)=Signal;                                         % Signál doplnený 0 na dĺžku
mocniny.

SIGNAL_DIFF=zeros(size(Signal));
SIGNAL_DIFF(1:L-1,:)=diff(Signal(1:L,:));                          % To isté ale numerická
derivácia

% Do funkcie dam Signal, časový detail a použitú vlnovú dĺžku.
% Dostanem upravený signál a konštanty z fitovania
[Signal_fit,Alfa,Beta,Const_A,Const_B]=Fit_Temperature(Signal(1:end,:),T_sample,Experi-
ment_Lambda);
figure;                    % Graf tepelnej difuzivity.
plot(x_graf,Alfa(1,:));
xlim([ANGLE(1,1) ANGLE(1,end)]);
ylabel("Teplotná difuzivita [m^{2}.s^{-1}]");
xlabel("Otočenie [°]");
title("Teplotná difuzivita");
SIGNAL_FIT(1:size(Signal_fit,1),:)=Signal_fit(:,:);
clearvars Signal_fit

%FFT Pozadia
FFT_BACKGROUND_0=fft(SIGB,L_FFT,1);
P_1=abs(FFT_BACKGROUND_0/L_FFT);

```

```

FFT_PLOT_BACK_0(:,:)=P_1(1:L_FFT/2+1,:);
FFT_PLOT_BACK_0(2:end-1,:)=2*FFT_PLOT_BACK_0(2:end-1,:);
clearvars FFT_BACKGROUND_0 P_1

f=f_sample*(0:L/2)/L; % Kvôli grafom x osa FFT(Signal)
f_FFT=f_sample*(0:round(L_FFT/2))/L_FFT; % Kvôli grafom x osa pre všetko
rozšírené na mocninu 2.

delta_f_exp=1/(t(1,end)-t(1,1)); % Rozlíšenie frekvencie z experimentu
delta_f_com=f_sample/(2^POWER_2); % Rozšírenie frekvencie z výpočtu
clearvars POWER_2

disp(delta_f_exp); % Zobrazí hodnotu
disp(delta_f_com);
toc; % Dĺžka spracovania (čas)
%Tlačítka iba na spustenie danej sekcie
MIN_x=0*1; MAX_x=7*1; % Ukáže graf od daného minima po maximum rýchlosti. Treba
mať dobré Experimental_Lambda.
Back=1;
% 0 neodstráni parazitný signál
% 1 -frekvenčné spektrum parazitného signálu
% 2 -časové signál parazitného signálu

Start_P=0; %Všetko od 0 po Start_P bude 0

Map_p1=0.5; %Parameter pozicia červenej farby
Map_p2=0.025; %Parameter pozicia fialovej farby
Map_p3=0.001; %Parameter pozicia bielej farby

[~,~,FFT_PLOT_0,~,~,P_FFT_0]=Do_FFT(Signal,SIGB,L_FFT,Back); %Môj script
pre FFT potrebuje neupravený signál, signál parazitného signálu,
% dĺžku signálu, ktorú chceme a ako odstrániť
pozadie

if P_FFT_0>0.99
    P_FFT_0=0.9;
end

figure; %FFT všetkých signálov
plot(f_FFT,FFT_PLOT_0);
xlim([0 (MAX_x/(Experiment_Lambda/1000))]);
ylabel('Amplitúda [ ]');
xlabel('Frekvencia [Hz]');
figure; %FFT spektrum parazitného signálu
plot(f_FFT,FFT_PLOT_BACK_0);
xlim([0 (MAX_x/(Experiment_Lambda/1000))]);

```

```

ylabel('Amplitúda [ ]');
xlabel('Frekvencia [Hz]');
x=[ANGLE(1,1) ANGLE(1,end)];
y=[0 length(FFT_PLOT_0(:,1))]*f_sample/L_FFT*(Experiment_Lambda/1000);

%Nastavit čo bude 0 od 0 na frekvencii na lepšie zvýraznenie SAW alebo
%limitujúcej objemovej pozdĺžnej vlny či nie je potlačená, kvôli farebnému
%spektru
FFT_PLOT_0(1:Start_P,:)=0;
figure;
%Neupravený signál
imagesc(x,y,FFT_PLOT_0);
ylim([MIN_x MAX_x]);
colorbar;
Color=customcolormap([0 (Map_p1*P_FFT_0) (P_FFT_0-Map_p2*P_FFT_0)
(P_FFT_0+Map_p3*P_FFT_0) 1], {'#FFA500','#ca0020','#5e3c99','#FFFFFF','#000000'});
colormap(Color);
xticks(0:45:180);
xlabel('Otočenie [°]');
ylabel('Rýchlosť [mm.\mus^{-1}]');
title('FFT zo signálu')
set(gca,'YDir','normal');
[~,~,FFT_PLOT_DIFF,~,~,P_FFT_DIFF]=Do_FFT(SIGNAL_DIFF,SIGB,L_FFT,Back);
y=[0 length(FFT_PLOT_DIFF(:,1))]*f_sample/L_FFT*(Experiment_Lambda/1000);

```

```

FFT_PLOT_DIFF(1:Start_P,:)=0;
figure;
%Numerická derivácia
imagesc(x,y,FFT_PLOT_DIFF);
ylim([MIN_x MAX_x]);
colorbar;
Color=customcolormap([0 (Map_p1*P_FFT_DIFF) (P_FFT_DIFF-Map_p2*P_FFT_DIFF)
(P_FFT_DIFF+Map_p3*P_FFT_DIFF) 1], {'#FFA500','#ca0020','#5e3c99','#FFFFFF','#000000'});
colormap(Color);
xlabel('Otočenie [°]');
ylabel('Rýchlosť [mm.\mus^{-1}]');
title('FFT z Diff(signál)')
set(gca,'YDir','normal');
[~,~,FFT_PLOT_FIT,~,~,P_FFT_FIT]=Do_FFT(SIGNAL_FIT,SIGB,L_FFT,Back);
y=[0 length(FFT_PLOT_FIT(:,1))]*f_sample/L_FFT*(Experiment_Lambda/1000);

```

```

FFT_PLOT_FIT(1:Start_P,:)=0;
figure;
%Odstránená neakustickej časti
hold on

```

```

imagesc(x,y,FFT_PLOT_FIT);
colorbar;
Color=customcolormap([0 (Map_p1*P_FFT_FIT) (P_FFT_FIT-Map_p2*P_FFT_FIT)
(P_FFT_FIT+Map_p3*P_FFT_FIT) 1], {'#FFA500','#ca0020','#5e3c99','#FFFFFF','#000000'});
colormap(Color);
ylim([MIN_x MAX_x]);
xlim([ANGLE(1,1) ANGLE(1,end)]);
set(gca,'YDir','normal');
xlabel('Otočenie [°]');
ylabel('Rýchlosť [mm.\mus^{-1}]');
title('FFT po odstránení teplotnej závislosti');
SIGNAL_FIT_DIFF=zeros(size(Signal));
SIGNAL_FIT_DIFF(1:L-1,:)=diff(SIGNAL_FIT,1,1);
[~,~,FFT_PLOT_FIT_DIFF,~,~,P_FFT_FIT_DIFF]=Do_FFT(SIGNAL_FIT_DIFF,SIGB,L_F
FT,Back);
y=[0 length(FFT_PLOT_FIT_DIFF(:,1))]*f_sample/L_FFT*(Experiment_Lambda/1000);

FFT_PLOT_FIT_DIFF(1:Start_P,:)=0;
figure;
%Numerická derivácia po odstránení neakustickej časti
hold on
imagesc(x,y,FFT_PLOT_FIT_DIFF);
ylim([MIN_x MAX_x]);
xlim([ANGLE(1,1) ANGLE(1,end)]);
colorbar;
Color=customcolormap([0 (Map_p1*P_FFT_FIT_DIFF) (P_FFT_FIT_DIFF-
0.025*P_FFT_FIT_DIFF) (P_FFT_FIT_DIFF+Map_p3*P_FFT_FIT_DIFF) 1],
{'#FFA500','#ca0020','#5e3c99','#FFFFFF','#000000'});
colormap(Color);
set(gca,'YDir','normal');
xlabel('Otočenie [°]');
ylabel('Rýchlosť [mm.\mus^{-1}]');
title('FFT (DIFF (FIT) ) ');
clearvars P_FFT P_FFT_0 P_FFT_DIFF P_FFT_FIT P_FFT_FIT_DIFF
    % Spustí iba túto sekciu
p=9; % Na ktorý signál v poradí sa pozriem

figure;
hold on
%Porovnanie spektra FFT
plot(f_FFT,FFT_PLOT_0(:,p),'');
plot(f_FFT,FFT_PLOT_DIFF(:,p),'m');
plot(f_FFT,FFT_PLOT_FIT(:,p),'r');
plot(f_FFT,FFT_PLOT_FIT_DIFF(:,p),'k');
hold off
xlim([MIN_x/(Experiment_Lambda/1000) MAX_x/(Experiment_Lambda/1000)]);

```

```
xlabel('Frekvencia [Hz]');  
ylabel('Amplitúda []');  
title('Pozícia SAW vo FFT');  
legend('SIGNAL ADD0','SIGNAL DIFF','SIGNAL FIT','SIGNAL FIT DIFF');
```

```

function
[Signal_fit,Alfa,Beta,Const_A,Const_B]=Fit_Temperature(Signal,T_sample,Experiment_Lambda)
% Do funkcie dam Signal, časový detail a použitú vlnovú dĺžku.
% Dostanem upravený signál a konštanty z fitovania
q=(2*pi)/(Experiment_Lambda);           %Konštantá

Peak_MAX=NaN(size(Signal));             % Príprava premenných
Peak_POZ=NaN(size(Signal));
Peak_POZ_2DER=NaN(size(Signal));
Peak_MAX_2DER=NaN(size(Signal));
Peak_POZ_1DER=NaN(size(Signal));
Peak_MAX_1DER=NaN(size(Signal));

L=size(Signal,1);
L_2=size(Signal,2);
t_0=NaN(1,size(Signal,2));

A_1=NaN(1,size(Signal,2));
Alfa_1=NaN(1,size(Signal,2));
Beta_1=NaN(1,size(Signal,2));

T_graph=((0:1:size(Signal,1)-1)*T_sample);

parfor NN = 1:size(Signal,2)

    [Peak_max,~]=max(Signal(:,NN));      % Najde max hodnotu a výšku
    [M_1,P_1]=findpeaks(Signal(:,NN),"MinPeakHeight",Peak_max/4,"MinPeakDistance",5);
% zatiaľ nahrubo veľkosť peaku
    P=zeros(L,1);
    P(1:length(P_1),1)=P_1;
    Peak_POZ(:,NN)=P;
    M=zeros(L,1);
    M(1:length(M_1),1)=M_1;
    Peak_MAX(:,NN)=M;

    [Peak_max_1DER,~]=max(abs(diff(Signal(:,NN)))); % Najde hranu
inflexný bod (max) derivácie

[M_2,P_2]=findpeaks(abs(diff(Signal(:,NN))), "MinPeakHeight",Peak_max_1DER/8,"MinPeakDistance",5);
    P=zeros(L,1);
    P(1:length(P_2),1)=P_2;
    Peak_POZ_1DER(:,NN)=P;
    M=zeros(L,1);
    M(1:length(M_2),1)=M_2;

```

```

Peak_MAX_1DER(:,NN)=M;

[Peak_max_2DER,~]=max((diff(diff(Signal(:,NN)))));           % Najde hranu
(začiatok pulzu) 2. derivacia

[M_3,P_3]=findpeaks((diff(diff(Signal(:,NN)))),"MinPeakHeight",Peak_max_2DER/8,"MinPeakDistance",5);
P=zeros(L,1);
P(1:length(P_3),1)=P_3;
Peak_POZ_2DER(:,NN)=P;
M=zeros(L,1);
M(1:length(M_3),1)=M_3;
Peak_MAX_2DER(:,NN)=M;

end

clearvars M_1 P_1 Peak_max Peak_poz Peak_max_1DER Peak_poz_1DER
Peak_max_2DER Peak_poz_2DER P M

% Vyber od kade bude fit
%=Peak_POZ(N,:) N. Maximum v signále

%=Peak_POZ_1DER(N,:) N. Maximum alebo minimum v 1. derivácii
%signálu (inflexný bod)

%=Peak_POZ_2DER(N,:) N. Maximum alebo minimum v 2 derivácii signálu
%(Začiatok poklesu stúpania) ale inak ako prve asi nezaujímavé

BEGIN_POZ_SIG_ALL=zeros(1,L_2);
BEGIN_POZ_FIT_ALL=zeros(1,L_2);
END_POZ_FIT_ALL=zeros(1,L_2);

for NN = 1:size(Signal,2)

    BEGIN_POZ_SIG_ALL(1,NN)=Peak_POZ_1DER(1,NN);
    BEGIN_POZ_FIT_ALL(1,NN)=Peak_POZ(1,NN)-BEGIN_POZ_SIG_ALL(1,NN)+1;
    END_POZ_FIT_ALL(1,NN)=length(Signal(BEGIN_POZ_SIG_ALL(1,NN):end,NN));
end

BEGIN_POZ_SIG_mean=sum(BEGIN_POZ_SIG_ALL)/size(Signal,2);
BEGIN_POZ_FIT_mean=sum(BEGIN_POZ_FIT_ALL)/size(Signal,2);
END_POZ_FIT_mean=sum(END_POZ_FIT_ALL)/size(Signal,2);

%BEGIN_POZ_SIG_mean=max(BEGIN_POZ_SIG_ALL);

```

```

%BEGIN_POZ_FIT_mean=max(BEGIN_POZ_FIT_ALL);
%END_POZ_FIT_mean=min(END_POZ_FIT_ALL);

BEGIN_POZ_SIG=round(BEGIN_POZ_SIG_mean);    %Začne signal a fitovanie z
priemernej pozície
BEGIN_POZ_FIT=round(BEGIN_POZ_FIT_mean);
END_POZ_FIT=round(END_POZ_FIT_mean);

clearvars BEGIN_POZ_SIG_ALL BEGIN_POZ_FIT_ALL END_POZ_FIT_ALL
BEGIN_POZ_SIG_mean BEGIN_POZ_FIT_mean END_POZ_FIT_mean

x_fit=zeros(size(1,length(Signal(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end,1))));
y_fit=zeros(size(1,length(Signal(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end,1))));
w_BEGIN=zeros(size(1,L_2));

for NN = 1:size(Signal,2)                    %Pre každé meranie os x a y

    y_fit(1:END_POZ_FIT-
BEGIN_POZ_FIT,NN)=(Signal(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end,NN));
    x_fit(1:END_POZ_FIT-
BEGIN_POZ_FIT,NN)=[(BEGIN_POZ_FIT:1:length(Signal(BEGIN_POZ_SIG:end,NN))-
1)*T_sample];

    t_0(1,NN)=(Peak_POZ(1,NN)-Peak_POZ_1DER(1,NN)+1)*T_sample;
    w_BEGIN(1,NN)=Peak_MAX(1,NN)-Peak_MAX_1DER(2,NN);

end

%debug pre pozície začiatku fitu
figure;
plot(Peak_POZ_1DER(1,:));
hold on
plot(Peak_POZ_2DER(1,:));
plot(Peak_POZ(1,:));
hold off
legend('Peak POZ 1DER','Peak POZ 2DER','Peak POZ');

parfor NN = 1:size(Signal,2)

    %Prve fit iba erfc

fit_1=fittype('A*erfc(q*sqrt(ALFA*x))','problem',{'q','A'},'coefficients',{'ALFA'},'independe
nt','x','dependent','y');
    OPT=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',10^-5,'Lower',0,'Upper',1);
    [Fit_1,~]=fit(x_fit(:,NN),y_fit(:,NN),fit_1,'problem',{q,Peak_MAX(1,NN)},OPT);

```



```

%Kvôli sqrt musí byť lower a upper (dolná a horná hranica
%coefficientov)aby sqrt nemohlo byť komplexné ina nespustí fit

coefficientValues = coeffvalues(Fit_1);
A_1(1,NN)=Peak_MAX(1,NN);           %Prvý nástrel premenných
Alfa_1(1,NN)=coefficientValues(1,1);
Beta_1(1,NN)=((q^2.*Alfa_1(1,NN)+1./(2.*t_0(1,NN)))^-
1)*((q.*sqrt(Alfa_1(1,NN)))./(sqrt(pi)));

end

clearvars fit_1 Fit_1

B_1=NaN(1,size(Signal,2));

parfor NN = 1:size(Signal,2)

    %fit erfc a exp zistenie B
    fit_2=fittyp('A*(erfc(q*sqrt(ALFA*x))-(BETA*exp(-
(q^2*ALFA*x))./sqrt(x))+B','problem',{q,'BETA','A','ALFA}','coefficients',{'B'},'independe
nt','x','dependent','y');
    OPT=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',0,'Lower',-100,'Upper',100);

    [Fit_2,~]=fit(x_fit(:,NN),y_fit(:,NN),fit_2,'problem',{q,Beta_1(1,NN),A_1(1,NN),Alfa_1(1,N
N)},OPT);

    coefficientValues = coeffvalues(Fit_2);
    B_1(1,NN)=coefficientValues(1,1);

end

clearvars fit_2 Fit_2

%Teraz už všetko mam teraz nastane iteracia z celej rovnice

N=1;           %nastavenie premenných pre prvú iteráciu
Mean_Delta_Alfa(1,1)=1;
Mean_Delta_Beta(1,1)=1;
Signal_fit=zeros(size(x_fit));

Alfa_I=Alfa_1(1,:);           %príprava premenných
Beta_I=Beta_1(1,:);
A_I=A_1(1,:);
B_I=B_1(1,:);

```

```

%Iterovanie pokiaľ priemerná zmena alfy a bety je pod 10^-9
while Mean_Delta_Alfa(1,N) > 10^-9 && Mean_Delta_Beta(1,N) > 10^-9

    parfor NN = 1:size(Signal,2)

        %váha (dá sa pridať nepoužívame)
        %Lineárne od veľkosti vlny po 10
        %w=linspace(w_BEGIN(1,NN),10,length(x_fit(:,NN)));
        %,'Weights',w

        %fit alfa
        fit_3=fitype('A*(erfc(q*sqrt(ALFA*x)))-(BETA*exp(-
(q^2*ALFA*x))./sqrt(x)))+B','problem',{q,'BETA','A','B'},'coefficients',{'ALFA'},'independe
nt','x','dependent','y');

        OPT=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',Alfa_I(1,NN),'Lower',0,'Upper',
1);

        [Fit_3,~]=fit(x_fit(:,NN),y_fit(:,NN),fit_3,'problem',{q,Beta_I(1,NN),A_I(1,NN),B_I(1,NN)},
OPT);

        coefficientValues = coeffvalues(Fit_3);

        Alfa_I(1,NN)=coefficientValues(1,1);
        %výpočet bety pre start fitu
        Beta_I(1,NN)=((q^2.*Alfa_I(1,NN)+1./(2.*t_0(1,NN)))^
1)*((q.*sqrt(Alfa_I(1,NN)))./sqrt(pi));

        %fit alfa beta
        fit_4=fitype('A*(erfc(q*sqrt(ALFA*x)))-(BETA*exp(-
(q^2*ALFA*x))./sqrt(x)))+B','problem',{q,'A','B'},'coefficients',{'ALFA','BETA'},'independe
nt','x','dependent','y');
        OPT=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[Alfa_I(1,NN)
Beta_I(1,NN)],'Lower',[0 0],'Upper',[1 1]);
        [Fit_4,~]=fit(x_fit(:,NN),y_fit(:,NN),fit_4,'problem',{q,A_I(1,NN),B_I(1,NN)},OPT);

        coefficientValues = coeffvalues(Fit_4);
        Alfa_I(1,NN)=coefficientValues(1,1);
        Beta_I(1,NN)=coefficientValues(1,2);

        % fit A B
        fit_5=fitype('A*(erfc(q*sqrt(ALFA*x)))-(BETA*exp(-
(q^2*ALFA*x))./sqrt(x)))+B','problem',{q,'ALFA','BETA'},'coefficients',{'A','B'},'independe

```

```

nt','x','dependent','y');
    OPT=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[A_I(1,NN)
B_I(1,NN)],'Lower',[-10 -10],'Upper',[10 10]);

[Fit_5,~]=fit(x_fit(:,NN),y_fit(:,NN),fit_5,'problem',{q,Alfa_I(1,NN),Beta_I(1,NN)},OPT);

    coefficientValues = coeffvalues(Fit_5);
    A_I(1,NN)=coefficientValues(1,1);
    B_I(1,NN)=coefficientValues(1,2);

    %fit alfa beta A B
    fit_6=fitttype('A*(erfc(q*sqrt(ALFA*x)))-(BETA*exp(-
(q^2*ALFA*x))./sqrt(x)))+B','problem',{q},'coefficients',{'ALFA','BETA','A','B'},'independe
nt','x','dependent','y');
    OPT=fitoptions('Method','NonlinearLeastSquares','Startpoint',[Alfa_I(1,NN)
Beta_I(1,NN) A_I(1,NN) B_I(1,NN)],'Lower',[0 0 -10 -10],'Upper',[1 1 10 10]);
    [Fit_6,~]=fit(x_fit(:,NN),y_fit(:,NN),fit_6,'problem',{q},OPT);

    coefficientValues = coeffvalues(Fit_6);
    Alfa_I(1,NN)=coefficientValues(1,1);
    Beta_I(1,NN)=coefficientValues(1,2);
    A_I(1,NN)=coefficientValues(1,3);
    B_I(1,NN)=coefficientValues(1,4);

    t_02(1,NN)=(Beta_I(1,NN)/2)*((q*sqrt(Alfa_I(1,NN)))/sqrt(pi))-
Beta_1(1,NN)*Alfa_I(1,NN)*q^2)^-1;
    Signal_fit(:,NN)=y_fit(:,NN)-feval(Fit_6,x_fit(:,NN));

end

Alfa_1(N+1,:)=Alfa_I(1,:);
Beta_1(N+1,:)=Beta_I(1,:);
A_1(N+1,:)=A_I(1,:);
B_1(N+1,:)=B_I(1,:);
t_0(N+1,:)=t_02(1,:);

clearvars Alfa_2 Beta_2 A_2 B_2 t_02

Mean_Delta_Alfa(1,N+1)=(sum(abs(Alfa_1(N,:)-Alfa_1(N+1,:)))/size(Alfa_1,2));
Mean_Delta_Beta(1,N+1)=(sum(abs(Beta_1(N,:)-Beta_1(N+1,:)))/size(Beta_1,2));

N=N+1;

end
%Príprava na ukončenie a uloženie
Alfa=Alfa_1(N,:);

```

```

Beta=Beta_1(N,:);
Const_A=A_1(N,:);
Const_B=B_1(N,:);
N=N-1;
%Zobrazí počet iterácií
disp(N);

clearvars coefficientValues fit_3 Fit_3 fit_4 Fit_4 fit_5 Fit_5 fit_5 Fit_6

%Zobrazí signál, upravený signál a části neakustické části
NN=1;
figure;
plot(T_graph(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end),Signal(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end,NN),'-');
hold on
plot(T_graph(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end),Signal_fit(:,NN),'r-');

plot(T_graph(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end),A_1(N,NN)*(erfc(q*sqrt(Alfa_1(N,NN)*x_fit(:,NN))))+B_1(N,NN),'b-');

plot(T_graph(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end),A_1(N,NN)*(Beta_1(N,NN)*exp(-(q^2*Alfa_1(N,NN)*x_fit(:,NN)))/sqrt(x_fit(:,NN))),'g-');

plot(T_graph(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT:end),A_1(N,NN)*((erfc(q*sqrt(Alfa_1(N,NN)*x_fit(:,NN))))-(Beta_1(N,NN)*exp(-(q^2*Alfa_1(N,NN)*x_fit(:,NN)))/sqrt(x_fit(:,NN))))+B_1(N,NN),'k-');
line = reline(0, 0);
xlim([T_graph(BEGIN_POZ_SIG+BEGIN_POZ_FIT) T_graph(end)]);
xlabel('Čas [s]');
ylabel('Amplitúda [ ]');
legend('Signal','Signal FIT','ERCF','EXP','ERCF-EXP','0');
hold off

%Zobrazí všetky upravené signály
figure;
plot(Signal_fit);

end

```