



УНИВЕРЗИТЕТ У НИШУ
ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ



Весна В. Милетић

**ФОТОАКУСТИЧКА КАРАКТЕРИЗАЦИЈА
МАТЕРИЈАЛА ВИСОКОГ СТЕПЕНА ОПТИЧКЕ
ПРОВИДНОСТИ – ТЕОРИЈСКА РАЗМАТРАЊА,
ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА МЕРЕЊА И АНАЛИЗА
РЕЗУЛТАТА**

ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА

Ниш, 2023.



UNIVERSITY OF NIŠ
FACULTY OF SCIENCES AND MATHEMATICS
DEPARTMENT OF PHYSICS



Vesna V. Miletic

**PHOTOACOUSTIC CHARACTERIZATION OF
HIGHLY TRANSPARENT MATERIALS –
THEORETICAL CONSIDERATIONS,
EXPERIMENTAL MEASUREMENTS AND
ANALYSIS OF THE RESULTS**

PhD Thesis

Niš, 2023.

Подаци о докторској дисертацији

Ментор:	др Миољуб Нешић, научни сарадник, Институт за нуклеарне науке „Винча“, Институт од националног значаја за Републику Србију, Универзитет у Београду др Љиљана Костић, ванредни професор, Природно – математички факултет, Универзитет у Нишу
Наслов:	Фотоакустичка карактеризација материјала високог степена оптичке провидности – теоријска разматрања, експериментална мерења и анализа резултата
Резиме:	<p>Велика предност фотоакустике у односу на друге методе за карактеризацију материјала јесте њена недеструктивна природа. Друга њена потенцијална предност јесте могућност истовременог мерења разноврсних физичких својстава. Да би се ово искористило, од суштинског значаја је развој оптималног теоријског модела мереног сигнала који обухвата само доминантне физичке процесе за испитивани материјал у доступном мерном опсегу, као и инверзна процедура која са високом тачношћу може да издвоји параметре модела, односно физичка својства узорка.</p> <p>Због све веће примене материјала са ниским степеном унутрашњег уређења који имају ниску апсорбанцу, као и због њихове сличности са биолошким ткивима, фокус истраживања је стављен на фотоакустичку карактеризацију оваквих материјала.</p>
Научна област:	Физика
Научна дисциплина:	Кондензована материја
Кључне речи:	Фотоакустика, ћелија минималне запремине, фреквентне методе, ниска апсорбанца, оптичка својства, топлотна својства, еластична својства
УДК:	66.017/.018:535.3+534:[620.179+53.01/.08
CERIF класификација:	P 260 Кондензоване материје: електронска структура, електричне, магнетне и оптичке карактеристике, супрапроводници, магнетна резонанца, релаксација, спектроскопија
Тип лиценце Креативне заједнице:	CC BY-NC-ND

Data on Doctoral Dissertation

Doctoral Supervisor:	Dr. Miodjub Nešić, Research Associate, Vinča Institute of Nuclear Science, National Institute of the Republic of Serbia, University of Belgrade Dr. Ljiljana Kostić, Associate Professor, Faculty of Sciences and Mathematics, University of Niš
Title:	Photoacoustic characterization of highly transparent materials – theoretical considerations, experimental measurements and analysis of the results
Abstract:	Main advantage of photoacoustic, in comparison to other characterization methods, is its non-destructive nature. Another one, potentially, is the prospect of simultaneous measurement of various physical properties. In order to make use of these assets, it is crucial to develop an optimal theoretical model of the measured signal, which accounts for dominant physical processes of the examined material in the available measurement range, but also an inverse procedure which can evaluate with great precision the parameters of the model, i.e. physical properties of the sample. Due to the increased use of materials with low level of internal arrangement and with low absorbance, but also due to their similarity to biological tissues, the focus of this exploration is set upon their photoacoustic characterization.
Scientific Field:	Physics
Scientific Discipline:	Condensed matter
Key Words:	Photoacoustic, minimal volume cell, frequency methods, low absorbance, optical properties, thermal properties, elastic properties
UDC:	66.017/.018:535.3+534:[620.179+53.01/.08
CERIF Classification:	P 260 Condensed matter: electronic structure, electrical, magnetic and optical properties, superconductors, magnetic resonance, relaxation, spectroscopy
Creative Commons License Type:	CC BY-NC-ND



**ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ
НИШ**

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број, РБР:	
Идентификациони број, ИБР:	
Тип документације, ТД:	монографска
Тип записа, ТЗ:	текстуални / графички
Врста рада, ВР:	докторска дисертација
Аутор, АУ:	Весна В. Милетић
Ментор, МН:	Миољуб В. Нешић, Љиљана Т. Костић
Наслов рада, НР:	ФОТОАКУСТИЧКА КАРАКТЕРИЗАЦИЈА МАТЕРИЈАЛА ВИСОКОГ СТЕПЕНА ОПТИЧКЕ ПРОВИДНОСТИ- ТЕОРИЈСКА РАЗМАТРАЊА, ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА МЕРЕЊА И АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА
Језик публикације, ЈП:	српски
Језик извода, ЈИ:	енглески
Земља публикавања, ЗП:	Србија
Уже географско подручје, УГП:	Србија
Година, ГО:	2023.
Издавач, ИЗ:	ауторски репринт
Место и адреса, МА:	Ниш, Вишеградска 33.
Физички опис рада, ФО: (поглавља/страна/ цитата/табела/слика/графика/прилога)	6 поглавља, 113 страна, 160 цитата, 8 табела, 31 слика
Научна област, НО:	Физика
Научна дисциплина, НД:	Кондензована материја
Предметна одредница/Кључне речи, ПО:	Фотоакустика, ћелија минималне запремине, фреквентне методе, ниска апсорбанса, оптичка својства, топлотна својства, еластична
УДК	66.017/.018:535.3+534:[620.179+53.01/.08517.984/.986 (043.3)
Чува се, ЧУ:	библиотека
Важна напомена, ВН:	/
Извод, ИЗ:	<p>Велика предност фотоакустике у односу на друге методе за карактеризацију јесте њена недеструктивна природа. Друга њена потенцијална предност јесте могућност истовременог мерења разноврсних физичких својстава. Да би се ово искористило, од суштинског значаја је развој оптималног теоријског модела мереног сигнала који обухвата само доминантне физичке процесе за испитивани материјал у доступном мерном опсегу, као и инверзна процедура која са високом тачношћу може да издвоји параметре модела, односно физичка својства узорка.</p> <p>Због све веће примене материјала са ниским степеном унутрашњег уређења који имају ниску апсорбанцу, као и због њихове сличности са биолошким ткивима, фокус истраживања је стављен на фотоакустичку карактеризацију оваквих материјала.</p>
Датум прихватања теме, ДП:	12. јул 2022.
Датум одбране, ДО:	
Чланови комисије, КО:	Председник:
	Члан,
	Члан,
	Члан,



**FACULTY OF SCIENCES AND MATHEMATICS
NIŠ**

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number, ANO :	
Identification number, INO :	
Document type, DT :	monograph
Type of record, TR :	textual / graphic
Contents code, CC :	doctoral dissertation
Author, AU :	Vesna V. Miletić
Mentor, MN :	Mioljub V. Nešić, Ljiljana T. Kostić
Title, TI :	PHOTOACOUSTIC CHARACTERIZATION OF HIGHLY TRANSPARENT MATERIALS – THEORETICAL CONSIDERATIONS, EXPERIMENTAL MEASUREMENTS AND ANALYSIS OF THE RESULTS
Language of text, LT :	Serbian
Language of abstract, LA :	English
Country of publication, CP :	Serbia
Locality of publication, LP :	Serbia
Publication year, PY :	2023
Publisher, PB :	author's reprint
Publication place, PP :	Niš, Višegradska 33.
Physical description, PD : (chapters/pages/ref./tables/pictures/graphs/appendixes)	6 chapters, 113 pages, 140 references, 8 tables, 31 pictures
Scientific field, SF :	Physics
Scientific discipline, SD :	Condensed matter
Subject/Key words, S/KW :	Photoacoustic, minimal volume cell, frequency methods, low absorbance, optical properties, thermal properties, elastic properties
UC	66.017/.018:535.3+534:[620.179+53.01/.08517.984/.986 (043.3)
Holding data, HD :	library
Note, N :	/
Abstract, AB :	<p>Main advantage of photoacoustic, in comparison to other characterization methods, is its non-destructive nature. Another one, potentially, is the prospect of simultaneous measurement of various physical properties. In order to make use of these assets, it is crucial to develop an optimal theoretical model of the measured signal, which accounts for dominant physical processes of the examined material in the available measurement range, but also an inverse procedure which can evaluate with great precision the parameters of the model, i.e. physical properties of the sample.</p> <p>Due to the increased use of materials with low level of internal arrangement and with low absorbance, but also due to their similarity to biological tissues, the focus of this exploration is set upon their photoacoustic characterization.</p>
Accepted by the Scientific Board on, ASB :	July 12, 2022.
Defended on, DE :	
Defended Board, President:	
Member:	
Member, Mentor:	
Member, Mentor:	

Захвалница

Ова докторска дисертација је урађена под менторством др Миољуба Нешића, научног сарадника Института за нуклеарне науке „Винча“ Универзитета у Београду и др Љиљане Костић, ванредног професора Природно математичког факултета Универзитета у Нишу. Захваљујем се др Миољубу Нешићу, на указаном поверењу, стрпљењу и свестраној помоћи приликом истраживања и писања тезе. Захвалност дугујем др Љиљани Костић на несебичној помоћи током докторских студија.

Изуетно сам захвална др Слободанки Боби Галовић, научном саветнику Института за нуклеарне науке „Винча“ Универзитета у Београду на великом залагању, саветима, искреној и помоћи. Захваљујем се др Драгану Маркушеву, научном саветнику Института за Физику, Земун-Београд, Универзитета у Београду на саветима и сугестијама у обради експерименталних резултата и размени мишљења током израде тезе. Велику захвалност дугујем др Катарини Ђорђевић, научном сараднику Института за нуклеарне науке „Винча“ Универзитета у Београду на савјетима, бодрењу и подршци. Захваљујем се др Драгани Маркушев, научном сараднику Института за Физику, Земун-Београд, Универзитета у Београду на стручној помоћи, саветима и интересовању за тезу. Захваљујем дугујем и др Марици Поповић, научном сараднику Института за Физику, Земун-Београд, Универзитета у Београду на дискусијама и указаној помоћи у изради тезе.

За подршку, у кључним моментима, која је била од великог значаја захваљујем се професору др Зорану Љубоји, редовном професору Електротехничког факултета, Универзитета у Источном Сарајеву.

Бескрајну захвалност дугујем својим родитељима, Велку и Гордани, на несебичној љубави и вери у мој успех од детињства, сестри Винки на великом разумевању, те сестрићима Лазару и Василију, уз чије осмехе сам добијала мотивацију за писање тезе. Посебну захвалност дугујем тетקי Ранки, за велику љубав у тешким моментима током свих ових година. Захваљујем се Мињи, Санди и Јелени за несебичну подршку и веру током докторских студија.

Садржај

1 Увод.....	1
2 Фототермалне методе. Веза између простирања топлотних таласа и фототермалних сигнала	6
2.1 Простирање топлотних таласа и фототермални сигнали	10
3 Теоријски модел фотоакустичног ефекта за узорке са високим степеном оптичке провидности - ниских апсорпција	13
3.1 Теоријски модел фототермално индукованих температурских варијација	14
3.2 Модел фотоакустичног сигнала у гас микрофонској конфигурацији.....	27
3.3 Валидација модела	32
3.4 Резултати и дискусија	34
3.4.1 Површинске температурске варијације.....	34
3.4.2 Градијент температуре	44
3.5 Закључак	49
4 Самоусаглашена инверзна процедура.....	52
4.1 Самоусаглашена инверзна процедура на оптички непровидним узорцима-површинским апсорберима	53
4.1.1 Увод	53
4.1.2 Резултати	56
4.1.3 Дискусија.....	58
4.2 Процедура процене коефицијента оптичке апсорпције заснована на одређивању термоеластичних својстава помоћу самоусаглашене инверзне процедуре.....	60
4.2.1 Увод	60
4.2.2 Резултати и дискусија	61
5 Експериментални резултати	70
5.1 Експериментална поставка.....	70
5.1.1 Процедуре припрема снимљених сигнала и података за обраду и тумачење	74
5.2 Припрема узорака са високим степеном оптичке провидности за фотоакустичка мерења	81
5.3. Експериментални резултати и основна обрада података-претпроцесирање	84
6 Закључак	89

Литература.....	91
Биографија.....	108
Библиографија.....	110
Изјаве аутора.....	113

1 Увод

Фототермалне (ФТ) методе се развијају посљедњих пола века и налазе све ширу примену у физици, хемији, биологији, нанонаукама, науци о материјалима, микро и нано електроници, заштити човјекове околине, па чак и у медицини. Њихова велика предност је недеструктивна природа самих метода, а велики број њих омогућује конфигурације мерења без контакта детектора са узорком [1-6]. Све ове методе засноване су на снимању феномена до којих долази услед интеракције модулисаног електромагнетног (ЕМ) зрачења (најчешће из видљивог или блиског инфрацрвеног дела спектра) са испитиваним узорком.

Интеракција испитиваног материјала са упадним ЕМ зрачењем започиње апсорпцијом дела упадне енергије, при чему се један дио исте претвара у топлоту. Овај ефекат оптичког загревања узорка се назива ФТ ефектом. Оптички генерисани топлотни извори доводе до термодинамичке пертурбације, што узрокује транспорт енергије, густине (маса), притиска и наелектрисаних честица у циљу успостављања нове термодинамичке равнотеже са околином. Услед ових транспортних процеса јавља се читав низ феномена, тзв. ФТ феномена, чијим снимањем се успостављају различите ФТ методе [1-6].

Прва од ових метода која је примењена у испитавању узорка који нису гасовити или течни била је гас-микрофонска фотоакустика (ФА), која је и до данас остала најшире распрострањена метода због своје једноставне поставке која не захтева скупе мерне елементе. Наиме, фотоакустички ефекат је ефекат појаве звука у гасовитом окружењу оптички побуђеног узорка. Овај ефекат је експериментално уочио Александар Грахам Бел (Aleksander Graham Bell) још давне 1883. године при својим експериментима са фотофоном [7-16]. У првој деценији после открића, овај ефекат је изазвао велику пажњу. Покушали су да га објасне и велики научници, Рејли и Рентген (Lord Rayleigh & Wilhelm Conrad Röntgen) али ефекат није објашњен и пао је у заборав у наредних скоро сто година. После читавог низа експеримената, ефекат су објаснили Ален Розенцвајг и Алан Гершо (Allan Rosencwaig & Allen Gercho) средином седамдесетих година прошлог века,

парадоксално, радећи у лабораторији која носи име великог научника који је први уочио овај ефекат [14,15].

Розенцвајг и Гершо су успоставили теорију топлотног клипа, којом су објаснили звук сниман микрофоном у затвореној ћелији у којој је узорак осветљаван синусно модулисаним ласерским снопом кроз провидни прозор. Они су показали да се танак слој гаса у непосредној околини оптички осветљеног узорка загрева услед транспорта оптички генерисане топлоте кроз узорак. Овај слој се шири и сакупља периодично са фреквенцијом једнаком фреквенцији модулације побудног снопа, делујући као клип на гас у затвореној ћелији [7-10]. Наиме, у остатку гаса, изван тог веома танког слоја, долази до периодичне промене притиска и то је звук који снима микрофон [7-10,14]. Периодичне промене гаса су пропорционалне периодичним променама температуре на површини узорка која је у контакту са гасом [17-33]. Касније је теорија топлотног клипа проширена, тако да се узме у обзир и ефекат дефлексије површине узорка до кога долази због периодичних промена градијента температуре унутар узорка (простирања еластичних таласа) произведених ФТ ефектом [34-51]. У сваком случају, фотоакустички ефекат зависи од транспорта топлоте кроз оптички побуђену средину, а овај транспорт зависи од просторне-временске расподеле топлотних извора које генерише апсорпција побудне ЕМ енергије.

У почетку, ФА је развијана за директно одређивање оптичке апсорпције различитих узорака [14]. Наиме, када у узорцима постоји много центара расејања, они утичу на рефлектовану и трансмитовану количину светлости, и при класичним оптичким мерењима доводе до закључка о мањој апсорпцији од оне која заиста постоји у узорку. Како је ФТ ефекат директно пропорционалан количини апсорбоване енергије, ФА је боља метода за испитивање оптичке апсорпције. Међутим, када се ради о узорцима ниске оптичке апсорбанце, количина апсорбоване ЕМ енергије је веома мала, па је и количина оптички генерисане топлоте мала, тако да је и акустички сигнал који производи ФТ ефекат веома слаб и тежак за детекцију (често се налази у области шума) [52,53]. Током даљег развоја модела и експерименталних поставки, ФА је нашла широку примену у одређивању топлотних, еластичних, електронских и др. својстава различитих структура,

укључујући и материјале са ниском оптичком апсорбанцом, односно са високим степеном оптичке провидности.

У ФТ и ФА мерењима узорка са високим степеном оптичке провидности, слично као у и неким другим мерним техникама, АФМ (енг. *Atomic Force Microscopy*) ИЦ спектроскопија (енг. *Infrared spectroscopy*) захтева се додатна припрема узорка додавањем слојева који имају високу оптичку апсорпцију у циљу повећања односа сигнал/шум и или заштите детектора ако се ради о трансмисионим експерименталним конфигурацијама [14,54-57]. То значи да је снимани узорак у облику двослојне или генерално вишеслојне структуре. Експериментално разматрање као и теоријско моделовање оваквих система, у циљу карактеризације танких филмова, захтева узимање у обзир утицаја свих присутних слојева [54-83]. Међутим, врло често се за овакве сврхе у ФТ методама наноси веома танак слој, много тањи од испитиваног филма, који има велику апсорбанцу, и чији се утицај своди на појаву површинског топлотног извора на освјетљеној страни узорка као генератора појаве мереног сигнала [84]. На такав начин се постижу захтеви везани за заштиту детектора од утицаја упадног ласерског зрачења и висок однос сигнал/шум али се губи информација о оптичким својствима сниманог узорка.

Специјалан случај који се у овом истраживању разматра је танак филм (на освјетљеној страни) – веома танак оптички непровидан премаз. Сматра се да се танки премаз, који није директно обасјан а има велики коефицијент оптичке апсорпције, понаша као површински апсорбер односно формира површински извор на необасјаној страни узорка. У таквој позицији мерења, овакав премаз штити детектор у трансмисионом положају, не утиче на пренос топлоте, али утиче на расподелу оптички генерисаних топлотних извора унутар узорка. Оптичка својства узорка утичу на снимани сигнал услед формирања запреминског топлотног извора генерисаног апсорпцијом побудне ЕМ енергије унутар испитиваног филма, што је експериментално потврђено мерењима објављеним у литератури [54-57].

ФА и друге ФТ технике су модел – зависне експерименталне технике, што значи да развој ових метода обухвата у великој мери развој и анализу теоријско – математичких модела који повезују физичке процесе у испитиваном материјалу или структури са

мереним сигналом [85-121]. Специфичност ФА и ФТ метода је у томе што на снимани сигнал утичу физички процеси који зависе од многобројних својстава материјала: процес апсорпције побудне енергије на који утичу оптичка својства узорка, транспортни процеси, на које утичу топлотна, механичка (еластична) и електронска својства, и детекциони системи на који могу да утичу додатна својства која зависе од окружења, као што је индекс преламања, итд. Ово са једне стране указује на велики капацитет ФТ метода у карактеризацији материјала и уређаја, али са друге стране указује на потребу за развојем сложених вишепараметарских методама за решавање инверзног ФТ проблема [122-137].

Тежи се развоју оптималног модела, тј. таквог модела који ће обухватити само доминантне процесе у датом мерном опсегу, због тога што сувише детаљан модел, који укључује оне процесе који не утичу или слабо утичу на сигнал у доступном мерном опсегу, доводи до непрецизног одређивања параметара испитиване структуре током решавања инверзног проблема [26]. Оптималан теоријски модел као и процедура којом се решава инверзни ФТ проблем са задовољавајућом тачношћу, омогућују коришћење ових метода у одређивању физичких својстава разноврсних материјала и направа.

Циљ истраживања спроведеног у овој тези био је да се омогуће ФА мерења оптичких, топлотних и еластичних својстава материјала са ниским коефицијентом оптичке апсорпције, као што су полимерни материјали, полимерни композити, разноврсни танки филмови у којима постоје многобројни центри расејања, итд. Структура рада је следећа. После уводног Поглавља, у Поглављу 2 је дат кратак преглед најшире распрострањених ФТ метода, где је показано да сви ФТ сигнали директно или индиректно зависе од расподеле оптички генерисаног топлотног флукса унутар узорка и површинских температурских варијација. У Поглављу 3 је изведен модел профила температуре и површинских температурских варијација, као и модел трансмисионог ФА одзива базиран на теорији композитног клипа за структуру са површинским оптичким апсорбером на необасјаној страни. Развијени модели су анализирани и дискутовани на крају овог поглавља. У Поглављу 4 је развијена самоусаглашена процедура (СУП) за инверзно решавање ФА проблема, која омогућава одређивање оптичких, топлотних и еластичних својстава узорака са високим степеном оптичке провидности. У Поглављу 5 су приказани експериментални резултати добијени ФА снимањем узорака полилактида на који је нанет

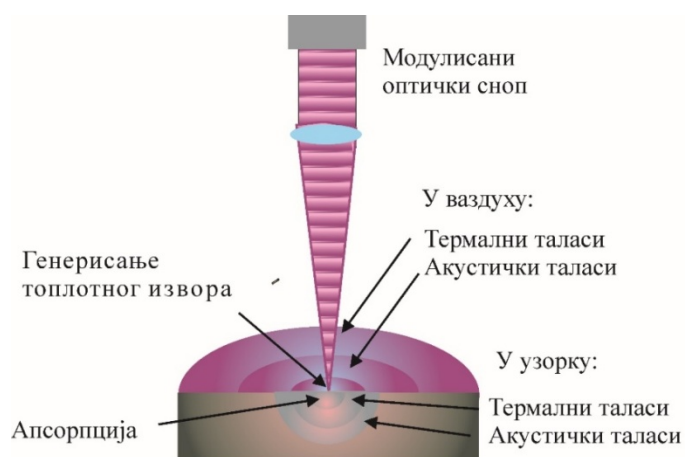
танак премаз оптички непровидне боје, у трансмисионој ФА конфигурацији са хелијом минималне запремине.

Применом развијеног модела и развијене инверзне процедуре, одеђени су коефицијент оптичке апсорпције, топлотна дифузивност и коефицијент линеарног ширења за ове узорке, и добијени резултати упоређени са литературно доступним подацима. На крају су, у Поглављу 6, изведени најважнији закључци.

2 Фототермалне методе. Веза између простирања топлотних таласа и фототермалних сигнала

Интеракција испитиваног материјала са упадним ЕМ зрачењем започиње апсорпцијом дела упадне енергије. Апсорбована енергија се кроз нерадијативне деексцитационе-релаксационе процесе претвара у топлоту. Оптички генерисана топлота доводи до поремећаја термодинамичке равнотеже између супстанцијалне средине, која је апсорбовала побудно зрачење и њеног окружења, што даље узрокује простирање термодинамичке пертурбације и доводи до појаве читавог низа феномена који могу да се детектују, Слика 2.1 [1,3,85-88]:

- раст температуре узорка,
- топлотно узрокована промена градијента индекса преламања у узорку и/или околини,
- деформација површине узорка,
- топлотно изазвано зрачење узорка,
- појава еластичних таласа у узорку услед температурског градијента или појаве носилаца наелектрисања.



Слика 2.1 Феномени које производи ФТ ефекат.

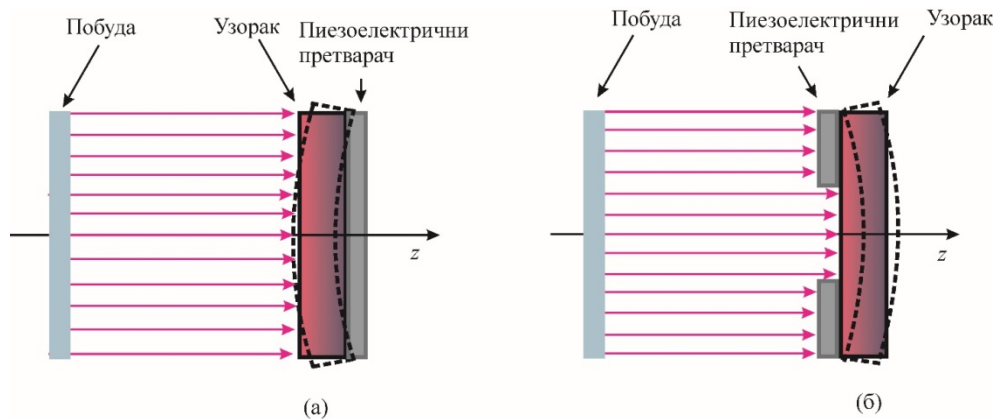
Мерење и анализа поменутих ефеката могу се искористити за испитивање разних карактеристика материјала, као и многих физичких процеса који се у њима дешавају. Различитим детекционим системима и снимањем изабраног феномена успоставља се конкретна ФТ метода. Систематизован приказ различитих ФТ метода дат је у Табели 2.1.

Табела 2.1 Мерне методе које се користе за снимање ФТ феномена.

Променљиви термодинамички параметар	Мерено својство	Мерна техника
Температура	Температура Емисија ЕМ зрачења у ИЦ области	ФТ калориметрија ФТ радиометрија
Притисак	Акустички талас	Фотоакустичке методе
Густина	Индекс преламања	Методе ФТ сочива ФТ интерферометрија ФТ преламање оптичког снопа ФТ оптичка дифракција
Запремина	Деформација површине	ФТ рефлексија ФТ еластично савијање

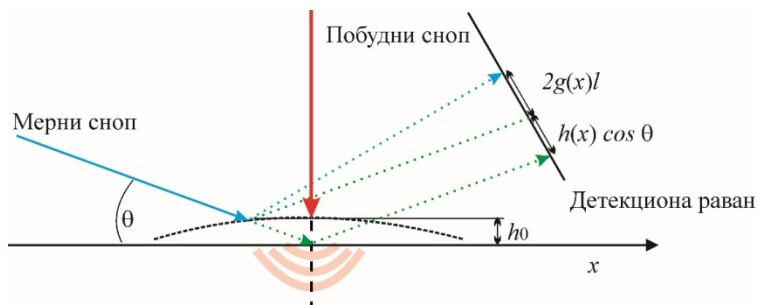
У калориметријским и термометријским мерним методама, као сензори се користе разноврсни сензори температуре јер се у овим методама мери промена температуре оптички побуђеног узорка на површинама испитиваног узорка или у флуиду који га окружује [1,3,85-88,117].

ФТ генерисани акустички таласи унутар узорка изазива деформацију површине узорка која се може снимати пиезоелектричним сензором, пиезоелектрична спектроскопија, Слика 2.2 [1,3,50,51,85-88], али такође настављају да се простиру кроз окружење доводећи до промене притиска у флуиду који окружује узорак па се овај феномен, фотоакустички ефекат, може снимати и микрофоном [6-8,11,12,14,34,91-93], о чему ће детаљно бити дискутовано у Поглављу 5.



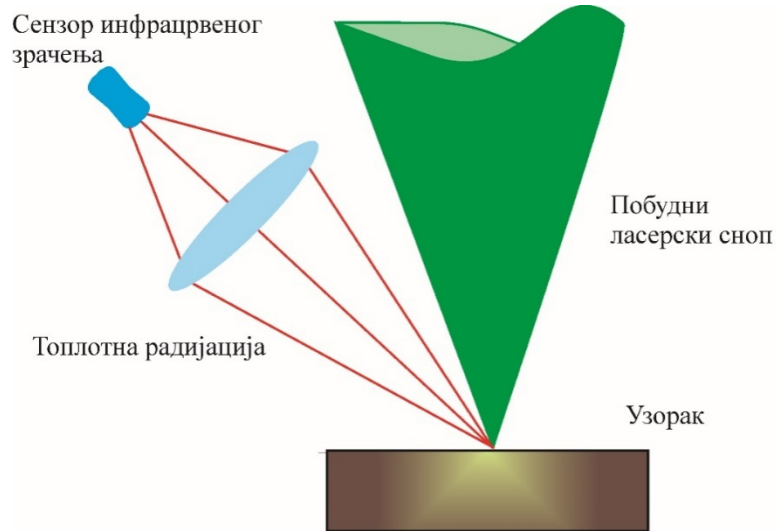
Слика 2.2 Експериментална конфигурација у пиезоелектричној спектроскопији: а) за непрозирне и б) прозирне узорке.

Деформација површине, дефлексија, оптички побуђеног узорка може да се снима и оптичким методама, као што је нпр. ФТ дефлексија ласерског снопа, Слика 2.3. Детекторски систем код ових метода захтева још један оптички сноп (детекторски), обично много мање снаге од побудног, и фото диоде, позиционе оптичке сензоре, интерферометре, дифрактометре, итд. [3,85-88].



Слика 2.3 Експериментална конфигурација у техници дефлексије ласерског снопа због директног ФА ефекта

Оптички генерисана топлота доводи до промене у инфрацрвеном спектру узорка, које су пропорционалне варијацијама температуре на површини узорка. Промене у инфрацрвеној емисији узорка, произведене ФТ ефектом, снимају се сензорима инфрацрвеног зрачења, Слика 2.4, [1,3,80,85-88,97,109,115,119].



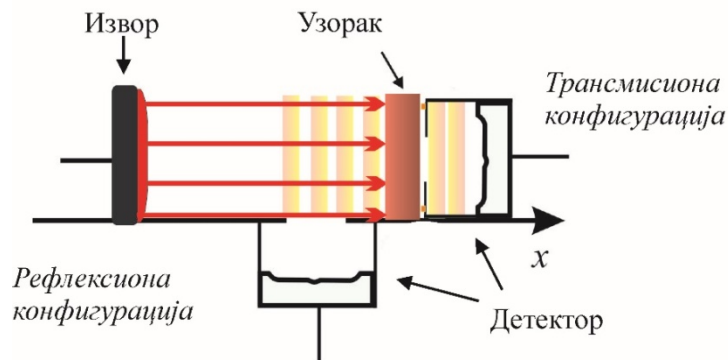
Слика 2.4 Шематски приказ ФТ радиометрије.

Да би било који од ових феномена могао да се сними, оптичка побуда мора да буде временски променљива. Због тога се извор зрачења модулише по интензитету. Користе се два типа модулације: синусна (хармонијска) и импулсна. Код синусне модулације, оптичка побуда производи простопериодичан сигнал исте учестаности, а снимају амплитуда и фазни помак (у односу на побуду) овог сигнала. Најчешће се побуда модулише читавим низом синусних функција различите учестаности, и на свакој учестаности модулације се снимају амплитуда и фазни помак, па се као крајњи резултат снимају амплитудски и фазни спектар.

Када се користи импулсна модулација, сигнал се снима у временском домену [15,17,138]. На основу тога се разликују два основна типа ФТ мерења, приказана у Табели 2.2. Важно је нагласити да је код свих ФТ метода могуће моделовати рефлексиону и трансмисиону конфигурацију. Ако се извор и детектор налазе са исте стране узорка, ради се о рефлексионој конфигурацији. Када се извор и детектор налазе са различитих страна узорка, тада се говори о трансмисионој конфигурацији, Слика 2.5.

Табела 2.2 Основни типови ФТ мерења

Модулишући сигнал	Детектовани сигнал	Метода
Хармонијска функција	Простопериодични сигнал са амплитудом и фазом које зависе од учестаности модулације	ФТ спектроскопија
Периодична низ импулса	Временски зависан изобличени низ импулса	ФТ спектроскопија ФТ карактеризација у временском домену
Апериодични импулс	Временски зависан изобличени импулс	ФТ спектроскопија ФТ карактеризација у временском домену



Слика 2.5 Конфигурације за мерење ФТ сигнала.

2.1 Простирање топлотних таласа и фототермални сигнали

Генерисање топлоте у узорку, услед апсорпције побудног енергијског снопа, представља основу фототермалних ефеката. Флуктације температуре и притиска, изазване топлотним изворима, у узорку доводе до макроскопских ФТ ефеката. Помоћу сензора температуре, притиска, помака или оптичком детекцијом добијају се

фототермални сигнали. Сигнали јако зависе од количине генерисане топлоте у узорку, која је повезана са оптичким коефицијентом апсорпције и ефикасношћу претварања побудне енергије у топлоту, као и од тога како се створена топлота простира кроз узорак.

Зависност сигнала од коефицијента оптичке апсорпције омогућава проучавање оптичких својстава узорка. ФТ сигнали такође носе информације о топлотним својствима узорка (специфични топлотни капацитет, коефицијент провођења топлоте, коефицијент топлотне дифузије) због тога што зависе од транспорта оптички генерисане топлоте кроз узорак.

Квантитативно описивање веза (које се за сваку методу разликују и захтевају посебно теоријско моделовање) које постоје између познате оптичке побуде и макроскопских ФТ феномена потребно је за правилну интерпретацију ФТ спектра. Међутим, мерени сигнали у свакој методи су увек пропорционални површинској температурској варијацији са осветљене (предње) или неосветљене (задње) стране или температуре усредњеној дуж узорка, све у зависности од методе детекције. Због тога је неопходно добро познавати и описати процес генерисања топлотних извора и процес провођења топлоте кроз узорак. Теоријски модели процеса апсорпције и конверзије енергије у топлоту, односно генерисање топлоте, су истраживани у литератури [13, 35]. Простирање топлотних таласа описано је једначином провођења топлоте.

У већини модела ФТ сигнала користи се класична, параболичка теорија провођења топлоте [139]. Ова теорија има велики недостатак, са физичке тачке гледишта, јер имплицитно садржи претпоставку о бесконачној брзини простирања температурске пертурбације. Са термодинамичког становишта, класична теорија је последица два апроксимативна концепта класичне ирверзибилне термодинамике. То су концепт локалне термодинамичке равнотеже и концепт локалности. Концепт локалне термодинамичке равнотеже значи да се претпоставља да су сви подсистеми неког термодинамичког система у локалној равнотежи иако систем као целина није у термодинамичкој равнотежи. Концепт локалности значи да постоји претпоставка да закони класичне физике (статистичке физике), који важе за макро-систем, важе и за сваки микро-подсистем тог система ма колико он мали био (сматра се да се микро-подсистем састоји од великог броја

честица), не узимајући у обзир квалитативно другачија својства микро-система [140,141]. Са теоријског становишта, јасно је да ови апроксимативни концепти имају ограничен домен важности, што значи да и класична теорија провођења топлоте има ограничен домен у коме се може примењивати.

Многобројни експерименти показују да на веома ниским температурама окружења, при веома брзим променама топлотног флукса (услед брзо – променљиве спољашње побуде), код структура где су нехомогености субмикронских димензија и код материјала са хетерогеном унутрашњом структуром (ниским степеном унутрашњег уређења, или кратकोдометним уређеним доменима) као што су полимери, аморфни материјали, композити, биолошка ткива. При уобичајеним условима и побудама, класична теорија не може да предвиди и објасни уочене феномене [23,86,142-150]. Недавно су предложени модели ФТ сигнала засновани на хиперболичкој теорији провођења топлоте [23,24,100,151,152], која ће и у овом раду бити коришћена.

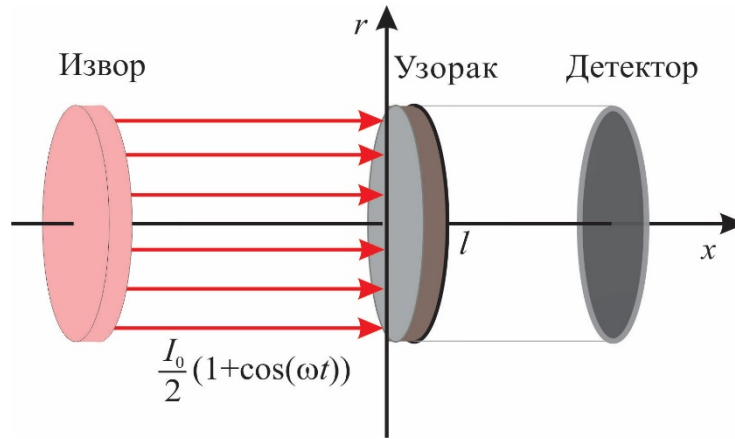
3 Теоријски модел фотоакустичног ефекта за узорке са високим степеном оптичке провидности - ниских апсорпција

Гас-микрофонска фотоакустика је прва и најшире распрострањена ФТ метода [7-17,34,35,47,88-93]. У трансмисионој поставци ове методе, микрофон и оптичка побуда се налазе са супротних страна узорка, а микрофон је смештен у затворену ћелију (тзв. фотоакустичку ћелију) која је испуњена ваздухом. Када се узорак обасја модулисаним оптичким снопом, услед ФТ ефекта (загријевања узорка), у затвореној ћелији долази до временски променљиве промене притиска која се снима микрофоном као звучни сигнал. Овај сигнал зависи од транспорта топлоте и термоеластичног поремећаја кроз узорак, који опет зависе од термоеластичних својстава и дебљине узорка, али и од коефицијента оптичке апсорпције узорка, јер она одређује количину оптички генерисане топлоте која је извор термоеластичне пертурбације у узроку и узрок појаве звучног сигнала.

Да би се својства узорка повезала са снимљеним звучним сигналом, потребно је прво решити проблем простирања оптички генерисане топлоте, и одредити расподелу температурских варијација и топлотног флукса унутар узорка. У Поглављу 3.1 је решен овај проблем за узорак са високим степеном оптичке провидности на који је нанет танак, оптички непровидан премаз. У Поглављу 3.2 је изложен модел композитног клипа [14,34,47,88-93] који се састоји од термичког клипа и механичког клипа, при чему термички клип зависи од површинских температурских варијација на необасјаној површини, а механички клип зависи од градијента температуре унутар узорка. На крају овог одељка приказани су изрази који описују модел ФА одзива за описани узорак. У Поглављу 3.3 су анализирани површинске температурске варијације и градијент температуре, и посредно ФА одзив узорка са високим степеном оптичке провидности (ниском апсорбанцом). На крају су изложени најважнији закључци.

3.1 Теоријски модел фототермално индукованих температурских варијација

У овом Поглављу се посматрају процеси који се дешавају у узорку који је побуђен модулисаном оптичком побудом и окружен различитом врстом гаса са једне и са друге стране узорка. Проблем можемо третирати као једнодимензионалан ако је површина узорка знатно мања од површине попречног пресека упадног снопа зрачења, тако да је узорак осветљен хомогено по целој површини, што је у већини експеримената испуњено. Посматрамо узорак, на чијој је задњој страни нанесен премаз (заштитни слој) великог коефицијента оптичке апсорпције, која спречава да упадни сноп допре до микрофонске мембране и оштети је, независно од апсорбанце испитиваног материјала. Геометрија проблема дата је на Слици 3.1.



Слика 3.1 Геометрија проблема. Фотоакустичко мерење отвореном фотоакустичком ћелијом.

Уведена је претпоставка да је дебљина заштитног слоја много мања од дебљине узорка и да је коефицијент апсорпције заштитног слоја много већи од коефицијента апсорпције узорка. Упадно зрачење хомогено обасјава узорак. Претпоставили смо да се зрачење не апсорбује у околном гасу.

Узорак ($x = 0$) је изложен оптичком зрачењу модулисаном по интензитету:

$$I(x, t) = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \omega t), \quad (1)$$

гдје је I_0 интензитет упадног снопа на површину узорка у $[Wm^{-2}]$, ω је кружна фреквенција у $[rads^{-1}]$, $\omega = 2\pi f$, гдје је $f [s^{-1}]$ фреквенција. По Бер – Ламберовом (Beer – Lambert) закону апсорпције интензитет апсорбованог упадног зрачења у узорку дат је изразом:

$$I_{abs}(x, t) = (1 - R_s) \frac{I_0}{2} [e^{-\beta x} + (1 - R_c) e^{-\beta l} \delta(x - l)] (1 + \cos \omega t), \quad 0 \leq x \leq l, \quad (2)$$

гдје β означава коефицијент оптичке апсорпције у средини, $[m^{-1}]$, R_s и R_c су коефицијенти рефлексије узорка и премаза, респективно, и l је дебљина узорка.

Дакле, упадно зрачење се апсорбује у узорку по Бер – Ламберовом закону, док се у заштитном слоју мења по делта функцији, $\delta(x - l)$, сматрамо је површинском апсорпцијом. Стварање топлотних извора посматраног узорка описује се на следећи начин [13]:

$$S(x, t) = -\eta \frac{\partial I_{abs}(x, t)}{\partial x}, \quad (3)$$

$$S(x, t) = \begin{cases} 0, & x < 0, x > l, \\ \eta_1 \frac{I_0}{2} (1 - R_s) \beta e^{-\beta x} (1 + \cos \omega t), & 0 \leq x < l, \\ \eta_2 \frac{I_0}{2} (1 - R_s) (1 - R_c) e^{-\beta l} (1 + \cos \omega t) \delta(x - l), & x = l. \end{cases} \quad (4)$$

Гдје, η_1 и η_2 представљају квантно-механички коефицијент претварања енергије у топлоту [154].

И акустички и оптички фонони учествују у процесу трансформације ЕМ енергије у топлоту и процесу провођења топлоте. Стриктно говорећи, ови процеси зависе од интеракције свих фонона са осталим подсистемима у материјалу (као што су електрони), кроз повратне процесе ових подсистема на фононске особине [142-144]. На временској, просторној и енергетској скали се сви ови ефекти занемарују.

Индуковане температурске варијације се рачунају на основу генерализоване хиперболичке теорије провођења топлоте, која укључује утицај топлотне меморије материјала, као што је дискутовано на крају у Поглављу 2 [23,56,57,71,81,82,100,143,144].

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{D_{Tg_1}} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} - \frac{\tau_{g_1}}{D_{Tg_1}} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2} = 0, \quad x \in (-\infty, 0), \quad (5)$$

$$q(x, t) + \tau_{g_1} \frac{\partial q(x, t)}{\partial t} = -k_{g_1} \frac{\partial T(x, t)}{\partial x}, \quad x \in (-\infty, 0) \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{D_{Ts}} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} - \frac{\tau_s}{D_{Ts}} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2} = -\frac{1}{k_s} \left(S(x, t) + \tau \frac{\partial S(x, t)}{\partial t} \right), \quad x \in (0, l) \quad (7)$$

$$q(x, t) + \tau_s \frac{\partial q(x, t)}{\partial t} = -k_s \frac{\partial T(x, t)}{\partial x}, \quad x \in (0, l) \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - \frac{1}{D_{Tg_2}} \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} - \frac{\tau_{g_2}}{D_{Tg_2}} \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial t^2} = 0, \quad x \in (l, +\infty) \quad (9)$$

$$q(x, t) + \tau_{g_2} \frac{\partial q(x, t)}{\partial t} = -k_{g_2} \frac{\partial T(x, t)}{\partial x}, \quad x \in (l, +\infty). \quad (10)$$

Гранични услови су дати изразима:

$$\lim_{x \rightarrow +\infty} T(x, t) = T_{amb}, \quad (11a)$$

$$\lim_{x \rightarrow -\infty} T(x, t) = T_{amb}. \quad (11b)$$

Испуњени су услови континуитета температуре на међуповршинама, а услов континуитета тоplotног флуksа је испуњен само на предњој површини, док долази до нагле промене флуksа на задњој површини због велике оптичке апсорпције заштитног слоја:

$$T(x = 0^-) = T(x = 0^+), \quad (12a)$$

$$T(x = l^-) = T(x = l^+), \quad (12b)$$

$$q(x = 0^-) = q(x = 0^+), \quad (12b)$$

$$q(x = l^-) = q(x = l^+) - \eta_2 \frac{I_0}{2} (1 - R_s)(1 - R_c) e^{-\beta_s l} (1 + \cos \omega t). \quad (12g)$$

Претпостављају се нулти почетни услови, мада за даља разматрања ово није битно, пошто прелазни процеси неће бити разматрани.

У горњим изразима, T представља температуру [K], q је тоplotни флуks [Wm⁻²], k_i је тоplotна проводност у [Wm⁻¹K⁻¹], $D_{Ti} = k_i/C_{Pi}$ је тоplotна дифузивност у [m²s⁻¹], C_{Pi}

је запремински топлотни капацитет, $[Jm^{-3}K^{-1}]$, и τ_i топлотно вриеме релаксације [s]. Индекс i означава средину: гас $i = g_1$, узорак $i = s$ и гас након узорка $i = g_2$.

Индуковани топлотни извори, температура и топлотни флуks, могу да се напишу као [7]:

$$S(x, t) = S(x) + S(x) \cos \omega t, \quad (13a)$$

$$T(x, t) = T_{amb} + \theta(x) + \vartheta(x, t), \quad (13b)$$

$$Q(x, t) = q_x(x) + q(x, t). \quad (13b)$$

Компоненте T_{amb} и $\theta(x)$ представљају статичке компоненте температуре, док на одзив било које фототермалне методе, директно или индиректно, утиче само динамичка компонента $\vartheta(x, t)$ [23,27,38,46,82,84,100,107].

Узимајући у обзир да је побуда хармонијски модулисана, једначине (1-3), динамичке варијабле, температура и топлотни флуks, могу се приказати на сличан начин као у референцама [8,23,100]:

$$\vartheta(x, t) = Re\{\tilde{\vartheta}(x)e^{-j\omega t}\}, \quad (14a)$$

$$q(x, t) = Re\{\tilde{q}(x)e^{-j\omega t}\}, \quad (14b)$$

гдје су $\tilde{\vartheta}(x)$ и $\tilde{q}(x)$ комплексне вредности динамичких варијабли (комплексни репрезентативи).

Заменом комплексних репрезентатива дефинисаних једначинама (14) у једначине (5-12) Фуријеовом трансформацијом добија се систем линеарних нехомогених диференцијалних једначина у комплексном домену за динамичке варијације температуре и топлотног флуksа:

$$\frac{d^2\tilde{\vartheta}_{g_1}(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_{g_1}^2 \tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = 0, \quad x < 0, \quad (15)$$

$$\frac{d^2\tilde{\vartheta}_s(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_s^2 \tilde{\vartheta}_s(x) = -\frac{I_0}{2k_s} \eta_1 (1 - R_s) \beta_s e^{-\beta_s x} (1 + j\omega\tau_s), \quad 0 < x < l, \quad (16)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\vartheta}_{g_2}(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_{g_2}^2 \tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = 0, \quad x > l, \quad (17)$$

$$\tilde{q}_i(x) = -\frac{1}{\tilde{\sigma}_i \tilde{z}_{ci}} \frac{d\tilde{\vartheta}_i(x)}{dx}. \quad (18)$$

Гранични и услови на међуповршинама за комплексне температурске варијације и комплексни топлотни флуks су:

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \tilde{\vartheta}_i(x) = 0, \quad (19a)$$

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \tilde{q}_i(x) = 0, \quad (19b)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x = 0^-) = \tilde{\vartheta}_s(x = 0^+), \quad (19c)$$

$$\tilde{\vartheta}_s(x = l^-) = \tilde{\vartheta}_{g_2}(x = l^+), \quad (19d)$$

$$\tilde{q}_{g_1}(x = 0^-) = \tilde{q}_s(x = 0^+), \quad (19e)$$

$$\tilde{q}_s(x = l^-) = \tilde{q}_{g_1}(x = l^+) - \eta_2 \frac{I_0}{2} (1 - R_s)(1 - R_c) e^{-\beta_s l}. \quad (19f)$$

Параметар $\tilde{\sigma}_i$ представља комплексни коефицијент топлотног простирања:

$$\tilde{\sigma}_i = \sqrt{\frac{j\omega(1+j\omega\tau_i)}{D_{Ti}}}, \quad (20)$$

док је \tilde{z}_{ci} комплексни топлотни капацитет:

$$\tilde{z}_{ci} = \frac{\sqrt{D_{Ti}}}{k_i} \sqrt{\frac{1+j\omega\tau_i}{j\omega}}, \quad i = g_1, s, g_2. \quad (21)$$

У даљим изразима су коришћене уведене смене $S_0 = \frac{l_0}{2}$, $S_{01} = (1 - R_s)$,

$$S_{02} = (1 - R_c), \quad S_1 = \eta_1 S_0 S_{01} \text{ и } S_2 = \eta_2 S_0 S_{01} S_{02}.$$

Решавање система смо поделили у решавање два система једначина. Један систем једначина се свео на решавање система једначина за запреминске топлотне изворе и услове континуитета на међуповршинама, а други систем се свео на решавање система једначина потпуно провидног узорка али са променом топлотног флуksа у $x = l$ [154], због присуства површинског топлотног извора на неосветљеној површини (4) и (12д).

Систем за запреминске топлотне изворе без премаза (први систем једначина) је дат следећим једначинама:

$$\frac{d^2 \tilde{\vartheta}_{g_1}(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_{g_1}^2 \tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = 0, x < 0, \quad (22)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\vartheta}_s(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_s^2 \tilde{\vartheta}_s(x) = -\frac{1}{k_s} S_1 \beta_s e^{-\beta_s x} (1 + j\omega\tau_s), \quad 0 < x < l, \quad (23)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\vartheta}_{g_2}(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_{g_2}^2 \tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = 0, x > l, \quad (24)$$

$$\tilde{q}_i(x) = -\frac{1}{\tilde{\sigma}_i \tilde{z}_{ci}} \frac{d\tilde{\vartheta}_i(x)}{dx}, \quad i = g_1, s, g_2. \quad (25)$$

Нулти гранични услови и услови континуитета на међуповршинама су:

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = 0, \quad (26)$$

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \tilde{q}_{g_2}(x) = 0, \quad (27)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x = 0^-) = \tilde{\vartheta}_s(x = 0^+), \quad (28)$$

$$\tilde{\vartheta}_s(x = l^-) = \tilde{\vartheta}_{g_2}(x = l^+), \quad (29)$$

$$\tilde{q}_{g_1}(x = 0^-) = \tilde{q}_s(x = 0^+), \quad (30)$$

$$\tilde{q}_s(x = l^-) = \tilde{q}_{g_2}(x = l^+). \quad (31)$$

Други систем једначина гласи:

$$\frac{d^2 \tilde{\vartheta}_{g_1}(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_{g_1}^2 \tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = 0, x < 0, \quad (32)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\vartheta}_s(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_s^2 \tilde{\vartheta}_s(x) = -\frac{1}{k_s} = 0, \quad 0 < x < l, \quad (33)$$

$$\frac{d^2 \tilde{\vartheta}_{g_2}(x)}{dx^2} - \tilde{\sigma}_{g_2}^2 \tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = 0, x > l, \quad (34)$$

$$\tilde{q}_i(x) = -\frac{1}{\tilde{\sigma}_i \tilde{z}_{ci}} \frac{d\tilde{\vartheta}_i(x)}{dx}, \quad i = g_1, s, g_2. \quad (35)$$

Нулти гранични услови и услови на међуповршинама су:

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = 0, \quad (36)$$

$$\lim_{x \rightarrow \pm\infty} \tilde{q}_{g_2}(x) = 0, \quad (37)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x = 0^-) = \tilde{\vartheta}_s(x = 0^+), \quad (38)$$

$$\tilde{\vartheta}_s(x = l^-) = \tilde{\vartheta}_{g_2}(x = l^+), \quad (39)$$

$$\tilde{q}_{g_1}(x = 0^-) = \tilde{q}_s(x = 0^+), \quad (40)$$

$$\tilde{q}_s(x = l^-) = \tilde{q}_{g_2}(x = l^+) - S_2 e^{-\beta_s l}. \quad (41)$$

Решења првог система једначина, (за запреминску апсорпцију 22-31) су:

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = A_{11} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad x < 0 \quad (42)$$

$$\tilde{\vartheta}_s(x) = A_{21} e^{\tilde{\sigma}_s x} + A_{31} e^{-\tilde{\sigma}_s x} + \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s x}, \quad 0 < x < l, \quad (43)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = A_{41} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}, \quad x > l, \quad (44)$$

$$\tilde{q}_{g_1}(x) = -\frac{A_{11}}{\tilde{z}_{cg_1}} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad x < 0, \quad (45)$$

$$\tilde{q}_s(x) = -\frac{A_{21}}{\tilde{z}_{cs}} e^{\tilde{\sigma}_s x} + \frac{A_{31}}{\tilde{z}_{cs}} e^{-\tilde{\sigma}_s x} + \frac{S_1 \beta_s^2}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s x}, \quad 0 < x < l, \quad (46)$$

$$\tilde{q}_{g_2}(x) = \frac{A_{41}}{\tilde{z}_{cg_2}} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}, \quad x > l, \quad (47)$$

A_{m1} , $m = 1, 2, 3, 4$ су константе које се добијају из услова на међуповршинама.

Уводећи смјене $\tilde{a} = \tilde{\sigma}_s l$, $b = \beta_s l$, $\tilde{U}_1 = \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2}$ и $\tilde{U}_2 = \frac{S_1 \beta_s^2}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2}$ систем једначина се своди на решавање система једначина приказаног у матричном облику:

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & -1 & 0 \\ 0 & e^{\tilde{a}} & e^{-\tilde{a}} & -1 \\ -\frac{1}{\tilde{z}_{cg_1}} & \frac{1}{\tilde{z}_{cs}} & -\frac{1}{\tilde{z}_{cs}} & 0 \\ 0 & \frac{e^{\tilde{a}}}{\tilde{z}_{cs}} & \frac{e^{-\tilde{a}}}{\tilde{z}_{cs}} & -\frac{1}{\tilde{z}_{cg_2}} \end{bmatrix} x \begin{bmatrix} A_{11} \\ A_{21} \\ A_{31} \\ A_{41} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{U}_1 \\ -\tilde{U}_1 e^{-b} \\ \tilde{U}_2 \\ -\tilde{U}_2 e^{-b} \end{bmatrix} \quad (48)$$

Уводећи смјене $r_{g_1} = \frac{\tilde{z}_{cs}}{\tilde{z}_{cg_1}}$ и $r_{g_2} = \frac{\tilde{z}_{cs}}{\tilde{z}_{cg_2}}$ добијемо:

$$D = \frac{2 \operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + 2 \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}{\tilde{z}_{cs}^2} \quad (49)$$

$$D_1 = \frac{2 \operatorname{ch} a (\tilde{U}_1 r_{g_2} - \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2) + 2 \operatorname{sh} a (\tilde{U}_1 - r_{g_2} \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2) + 2e^{-b} (\tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2 - r_{g_2} \tilde{U}_1)}{\tilde{z}_{cs}^2}, \quad (50)$$

$$D_2 = \frac{-\tilde{U}_1 r_{g_2} e^{-b} (r_{g_1} + 1) + (r_{g_1} + 1) \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2 e^{-b} + (r_{g_2} - 1) (\tilde{U}_1 r_{g_1} + \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2) e^{-a}}{\tilde{z}_{cs}^2}, \quad (51)$$

$$D_3 = \frac{-(r_{g_2} + 1) (\tilde{U}_1 r_{g_1} + \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2) e^a + (1 - r_{g_1}) (\tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2 - \tilde{U}_1 r_{g_2}) e^{-b}}{\tilde{z}_{cs}^2}, \quad (52)$$

$$D_4 = \frac{2 \operatorname{sh} a (\tilde{U}_1 + r_{g_1} \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2) e^{-b} + 2 \operatorname{ch} a (\tilde{U}_1 r_{g_1} + \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2) e^{-b} - 2 (\tilde{U}_1 r_{g_1} + \tilde{z}_{cs} \tilde{U}_2)}{\tilde{z}_{cs}^2}, \quad (53)$$

$$A_{11} = \frac{D_1}{D} = \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} \frac{\operatorname{ch} a (\tilde{\sigma}_s r_{g_2} - \beta_s) + \operatorname{sh} a (\tilde{\sigma}_s - r_{g_2} \beta_s) + e^{-b} (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s)}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}, \quad (54)$$

$$\begin{aligned} A_{21} &= \frac{D_2}{D} \quad (55) \\ &= \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{(-r_{g_2} (1 + r_{g_1}) \tilde{\sigma}_s + (1 + r_{g_1}) \beta_s) e^{-b} + (r_{g_2} - 1) (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) e^{-a}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}, \end{aligned}$$

$$A_{31} = \frac{D_3}{D} = \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{-(1 + r_{g_2}) (\beta_s + r_{g_1} \tilde{\sigma}_s) e^a + (1 - r_{g_1}) (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s) e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}, \quad (56)$$

$$A_{41} = \frac{D_4}{D} = \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} \frac{-(r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) + [(\tilde{\sigma}_s + r_{g_1} \beta_s) \operatorname{sh} a + (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) \operatorname{ch} a] e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}. \quad (57)$$

Површинске температурске варијације и топлотни флуksеви, које производи запремински топлотни извор се добијају заменом једначина (54-57) у једначине (43-47):

$$\begin{aligned} \tilde{\vartheta}_{g_1}(x) &= \quad (58) \\ &= \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} \frac{\operatorname{ch} a (\tilde{\sigma}_s r_{g_2} - \beta_s) + \operatorname{sh} a (\tilde{\sigma}_s - r_{g_2} \beta_s) + e^{-b} (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s)}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, x < 0, \end{aligned}$$

$$\tilde{q}_{g_1}(x) = \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{\tilde{z}_{cg_1} (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{\operatorname{ch} a (\tilde{\sigma}_s r_{g_2} - \beta_s) + \operatorname{sh} a (\tilde{\sigma}_s - r_{g_2} \beta_s) + e^{-b} (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s)}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad (59)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\vartheta}_s(x) &= \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{(-r_{g_2} (1 + r_{g_1}) \tilde{\sigma}_s + (1 + r_{g_1}) \beta_s) e^{-b} + (r_{g_2} - 1) (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) e^{-a}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_s x} \\ &+ \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{-(1 + r_{g_2}) (\beta_s + r_{g_1} \tilde{\sigma}_s) e^a + (1 - r_{g_1}) (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s) e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_s x} \\ &+ \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s x}, \quad 0 < x < l, \end{aligned} \quad (60)$$

$$\begin{aligned} \tilde{q}_s(x) &= \frac{1}{\tilde{z}_{cs}} \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{(-r_{g_2} (1 + r_{g_1}) \tilde{\sigma}_s + (1 + r_{g_1}) \beta_s) e^{-b} + (r_{g_2} - 1) (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) e^{-a}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_s x} \\ &+ \frac{1}{\tilde{z}_{cs}} \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{-(1 + r_{g_2}) (\beta_s + r_{g_1} \tilde{\sigma}_s) e^a + (1 - r_{g_1}) (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s) e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_s x} \\ &+ \frac{S_1 \beta_s^2}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s x}, \end{aligned} \quad (61)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} \frac{-(r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) + [(\tilde{\sigma}_s + r_{g_1} \beta_s) \operatorname{sh} a + (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) \operatorname{ch} a] e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2} (x-l)}, \quad (62)$$

$x > l$

$$\tilde{q}_{g_2}(x) = \frac{1}{\tilde{z}_{cg_2}} \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} \frac{-(r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) + [(\tilde{\sigma}_s + r_{g_1} \beta_s) \operatorname{sh} a + (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) \operatorname{ch} a] e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2} (x-l)}. \quad (63)$$

Решавањем другог система једначина (32-35) уз граничне услове дате једначинама (36,37) добијамо следеће изразе за температурске варијације и топлотни флуks:

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = A_{12} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad x < 0, \quad (64)$$

$$\tilde{\vartheta}_s(x) = A_{22} e^{\tilde{\sigma}_s x} + A_{32} e^{-\tilde{\sigma}_s x}, \quad 0 < x < l, \quad (65)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = A_{42} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2} (x-l)}, \quad x > l, \quad (66)$$

$$\tilde{q}_{g_1}(x) = -\frac{A_{12}}{\tilde{z}_{cg_1}} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad x < 0, \quad (67)$$

$$\tilde{q}_s(x) = -\frac{A_{22}}{\tilde{z}_{cs}} e^{\tilde{\sigma}_s x} + \frac{A_{32}}{\tilde{z}_{cs}} e^{-\tilde{\sigma}_s x}, \quad 0 < x < l, \quad (68)$$

$$\tilde{q}_{g_2}(x) = \frac{A_{42}}{\tilde{z}_{cg_2}} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}, \quad x > l. \quad (69)$$

Коефицијенти A_{n2} , $n = 1,2,3,4$ се добијају из услова на међуповршинама (38-41), а матрична форма овог система једначина има облик:

$$\begin{bmatrix} 1 & -1 & -1 & 0 \\ 0 & e^a & e^{-a} & -1 \\ -\frac{1}{\tilde{z}_{cg_1}} & \frac{1}{\tilde{z}_{cs}} & -\frac{1}{\tilde{z}_{cs}} & 0 \\ 0 & \frac{e^a}{\tilde{z}_{cs}} & \frac{e^{-a}}{\tilde{z}_{cs}} & -\frac{1}{\tilde{z}_{cg_2}} \end{bmatrix} x \begin{bmatrix} A_{12} \\ A_{22} \\ A_{32} \\ A_{42} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ -FS_2 e^{-b} \end{bmatrix} \quad (70)$$

Уводећи смене $r_{g_1} = \frac{\tilde{z}_{cs}}{\tilde{z}_{cg_1}}$ и $r_{g_2} = \frac{\tilde{z}_{cs}}{\tilde{z}_{cg_2}}$, добијемо:

$$D = \frac{2 \operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + 2 \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}{\tilde{z}_{cs}^2}, \quad (71)$$

$$D_1 = \frac{2S_2 e^{-b}}{\tilde{z}_{cs}}, \quad (72)$$

$$D_2 = \frac{S_2 e^{-b} (1 + r_{g_1})}{\tilde{z}_{cs}}, \quad (73)$$

$$D_3 = \frac{S_2 e^{-b} (1 - r_{g_1})}{\tilde{z}_{cs}}, \quad (74)$$

$$D_4 = \frac{S_2 e^{-b}}{\tilde{z}_{cs}} (2 \operatorname{ch} a + 2r_{g_1} \operatorname{sh} a), \quad (75)$$

$$A_{12} = \frac{D_1}{D} = \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}, \quad (76)$$

$$A_{22} = \frac{D_2}{D} = \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 + r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}, \quad (77)$$

$$A_{32} = \frac{D_3}{D} = \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 - r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}, \quad (78)$$

$$A_{42} = \frac{D_4}{D} = \tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b} \frac{\operatorname{ch} a + r_{g_1} \operatorname{sh} a}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})}. \quad (79)$$

Заменом коефицијената датих једначинама у изразима (76-79) у решења (64-69) добијају се темепратурске варијације и топлотни флуксеви које производи површински топлтони извор на необасјаној страни:

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad x < 0, \quad (80)$$

$$\tilde{q}_{g_1}(x) = \frac{1}{\tilde{z}_{cg_1}} \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad (81)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\vartheta}_s(x) = & \frac{-\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 + r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_s x} \\ & + \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 - r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_s x}, \quad 0 < x < l, \end{aligned} \quad (82)$$

$$\begin{aligned} \tilde{q}_s(x) = & -\frac{1}{\tilde{z}_{cs}} \frac{-\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 + r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_s x} \\ & + \frac{1}{\tilde{z}_{cs}} \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 - r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_s x}, \end{aligned} \quad (83)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = \tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b} \frac{\operatorname{ch} a - r_{g_1} \operatorname{sh} a}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}, \quad x > l, \quad (84)$$

$$\tilde{q}_{g_2}(x) = \frac{1}{\tilde{z}_{cg_2}} \tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b} \frac{\operatorname{ch} a - r_{g_1} \operatorname{sh} a}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}. \quad (85)$$

На основу решења система једначина датих изразима (42-44) и (64-66) и изразима (54-57) и (76-79) за константе које фигуришу у њима добијамо решење укупног системаса константама A_j , $j = 1,2,3,4$, које представљају збир константи појединачних решења:

$$A_j = A_{j1} + A_{j2}, j = 1,2,3,4, \quad (86)$$

Укупне константе су:

$$A_1 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs}}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} x \quad (87)$$

$$\left[\frac{\eta_1 \beta_s [ch a (\tilde{\sigma}_s r_{g_2} - \beta_s) + sh a (\tilde{\sigma}_s - r_{g_2} \beta_s) + e^{-b} (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s)] + \eta_2 S_{02} e^{-b} (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)}{ch a (r_{g_1} + r_{g_2}) + sh a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} \right]$$

$$A_2 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs}}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} x \quad (88)$$

$$\left[\frac{\eta_1 \beta_s [(-r_{g_2} (1 + r_{g_1}) \tilde{\sigma}_s + (1 + r_{g_1}) \beta_s) e^{-b} + (r_{g_2} - 1) (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) e^{-a}] + \eta_2 S_{02} e^{-b} (1 + r_{g_1}) (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)}{ch a (r_{g_1} + r_{g_2}) + sh a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} \right]$$

$$A_3 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs}}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} x \quad (89)$$

$$\left[\frac{\eta_1 \beta_s [-(1 + r_{g_2}) (\beta_s + r_{g_1} \tilde{\sigma}_s) e^a + (1 - r_{g_1}) (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s) e^{-b}] + \eta_2 S_{02} e^{-b} (1 - r_{g_1}) (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)}{ch a (r_{g_1} + r_{g_2}) + sh a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} \right],$$

$$A_4 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs}}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} x \quad (90)$$

$$\left[\frac{\eta_1 \beta_s [-(r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) + (\tilde{\sigma}_s + r_{g_1} \beta_s) sh a + (r_{g_1} \tilde{\sigma}_s + \beta_s) ch a] e^{-b} + \eta_2 S_{02} e^{-b} (ch a + r_{g_1} sh a) (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)}{ch a (r_{g_1} + r_{g_2}) + sh a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} \right]$$

Простирање температуре кроз узорак и околни гас дат је следећим изразима:

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = A_1 e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad x < 0 \quad (91)$$

$$\tilde{\vartheta}_s(x) = A_2 e^{\tilde{\sigma}_s x} + A_3 e^{-\tilde{\sigma}_s x} + \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s x}, \quad 0 < x < l, \quad (92)$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = A_4 e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}, \quad x > l. \quad (93)$$

Овим је изведен теоријско-математички модел који описује ФТ одзив узорка код кога је на страни супротној од упадног зрачења нанесен заштитни слој.

Заменом израза (87-90) у изразе (91-93) добија се коначни модел профила температурских варијација у систему са Сликe 3.1:

$$\tilde{\vartheta}_{g_1}(x) = \quad (94)$$

$$\frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s \operatorname{ch} a (\tilde{\sigma}_s r_{g_2} - \beta_s) + \operatorname{sh} a (\tilde{\sigma}_s - r_{g_2} \beta_s) + e^{-b} (\beta_s - r_{g_2} \tilde{\sigma}_s)}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x} \\ + \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_{g_1} x}, \quad x < 0,$$

$$\tilde{\vartheta}_s(x) = \quad (95)$$

$$\frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{(-r_{g_2}(1 + r_{g_1})\tilde{\sigma}_s + (1 + r_{g_1})\beta_s) e^{-b} + (r_{g_2} - 1)(r_{g_1}\tilde{\sigma}_s + \beta_s) e^{-a}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_s x} \\ + \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{2(\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} \frac{-(1 + r_{g_2})(\beta_s + r_{g_1}\tilde{\sigma}_s) e^a + (1 - r_{g_1})(\beta_s - r_{g_2}\tilde{\sigma}_s) e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_s x} \\ + \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s x} + \frac{-\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 + r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{\tilde{\sigma}_s x} \\ + \frac{\tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b}}{2} \frac{1 - r_{g_1}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_s x}, \quad 0 < x < l,$$

$$\tilde{\vartheta}_{g_2}(x) = \quad (96)$$

$$\frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} \frac{-(r_{g_1}\tilde{\sigma}_s + \beta_s) + [(\tilde{\sigma}_s + r_{g_1}\beta_s) \operatorname{sh} a + (r_{g_1}\tilde{\sigma}_s + \beta_s) \operatorname{ch} a] e^{-b}}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)} \\ + \tilde{z}_{cs} S_2 e^{-b} \frac{\operatorname{ch} a - r_{g_1} \operatorname{sh} a}{\operatorname{ch} a (r_{g_1} + r_{g_2}) + \operatorname{sh} a (1 + r_{g_1} r_{g_2})} e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}, \quad x > l.$$

У случају кад је $r_{g_1} = r_{g_2} = 0$, добијемо:

$$A_1 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs}}{\operatorname{sh} a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} [\eta_1 \beta_s (-\beta_s \operatorname{ch} a + \tilde{\sigma}_s \operatorname{sh} a + \beta_s e^{-b}) + \eta_2 S_{02} e^{-b} (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)], \quad (97)$$

$$A_2 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs}}{2 \operatorname{sh} a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} [\eta_1 \beta_s^2 (e^{-b} - e^{-a}) + \eta_2 S_{02} e^{-b} (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)], \quad (98)$$

$$A_3 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs}}{2 \operatorname{sh} a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} [\eta_1 \beta_s^2 (-e^a + e^{-b}) + \eta_2 S_{02} e^{-b} (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)], \quad (99)$$

$$A_4 = \frac{S_0 S_{01} \tilde{z}_{cs} F}{\operatorname{sh} a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} x [\eta_1 \beta_s (-\beta_s + (\tilde{\sigma}_s \operatorname{sh} a + \beta_s \operatorname{ch} a) e^{-b}) + \eta_2 S_{02} e^{-b} \operatorname{ch} a (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)]. \quad (100)$$

Најчешће се узима да је квантно-механички коефицијент претварања ЕМ енергије у топлоту једнак један [154]. Врло често је у експериментима узорак окружен ваздухом са обе стране и може се претпоставити да се ваздух у односу на узорак понаша као топлотни изолатор ($r_{g_1} = r_{g_2} = 0$), [23,100]. Коефицијенти рефлексије многих материјала су веома мали, па може да се узме да су приближно једнаки нули, па у претходним изразима S_{01} и S_{02} постају један $S_{01} = S_{02} = 1$. За описани случај константе A_j , $j = 1,2,3,4$, постају:

$$A_1 = \frac{S_0 \tilde{z}_{cs}}{sh a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} (\tilde{\sigma}_s \beta_s sh a - \beta_s^2 ch a + \tilde{\sigma}_s^2 e^{-b}), \quad (101)$$

$$A_2 = \frac{S_0 \tilde{z}_{cs}}{2 sh a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} (-\beta_s^2 e^{-a} + \tilde{\sigma}_s^2 e^{-b}), \quad (102)$$

$$A_3 = \frac{S_0 \tilde{z}_{cs}}{2 sh a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} (-\beta_s^2 e^a + e^{-b} \tilde{\sigma}_s^2), \quad (103)$$

$$A_4 = \frac{S_0 \tilde{z}_{cs}}{sh a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} [-\beta_s^2 + (\beta_s \tilde{\sigma}_s sh a + \tilde{\sigma}_s^2 ch a) e^{-b}]. \quad (104)$$

У овом случају, температурске варијације на предњој и задњој површини постају:

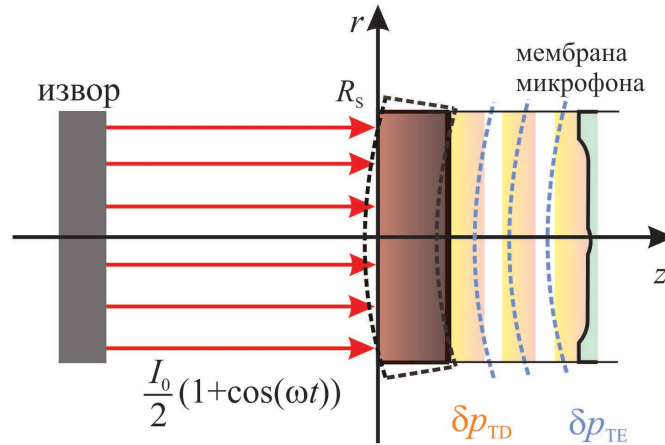
$$\vartheta(0) = \frac{S_0 \tilde{z}_{cs}}{sh a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} (\tilde{\sigma}_s \beta_s sh a - \beta_s^2 ch a + \tilde{\sigma}_s^2 e^{-b}), \quad (105)$$

$$\vartheta(l_s) = \frac{S_0 \tilde{z}_{cs}}{sh a} \frac{1}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} [-\beta_s^2 + (\beta_s \tilde{\sigma}_s sh a + \tilde{\sigma}_s^2 ch a) e^{-b}]. \quad (106)$$

3.2 Модел фотоакустичног сигнала у гас микрофонској конфигурацији

Топлотни таласи генерисани ФТ процесима у неком узорку, могу се детектовати на различите начине. Један од начина је да се детектују промене притиска у затвореној ћелији испуњеној гасом. Узорак се ставља у малу затворену комору, ФА ћелију, која је испуњена ваздухом. Синусно модулисани зрак светлости пролази кроз прозор ћелије (провидни део) и доспева на површину узорка. Узорак апсорбује побудну енергију и услед ФТ ефекта унутар узорка се генеришу топлотни таласи. Генерисани топлотни таласи производе термоеластичну пертурбацију (акустички сигнал) у самом узорку, која узрокује периодично савијање површина узорка, Слика 3.2. Ова флукуација производи механички клип, чије периодично померање генерише периодичне промјене притиска у гасу у ћелији,

које се могу детектовати микрофоном. Осим тога, топлотни таласи продиру у танак слој гаса који је у непосредном контакту са узорком. Због тога се овај слој периодично загрева и услед тога шири и скупља, делујући као клип. Слично као и дефлексија површине, и ово периодично ширење и скупљање танког слоја гаса производи промене притиска у гасу које утичу на сигнал који снима микрофон.



Слика 3.2 Шематски приказ топлотног и механичког клипа којим се моделује ФА сигнал у трансмисионој експерименталној поставци.

Овде ће бити дат кратак приказ налажења расподеле притисака у гасу узимајући у обзир два претходно описана механизма: топлотни клип и механички клип.

Утицај топлотног клипа се може моделовати на следећи начин. Ако се претпостави да се услед периодичне побуде у гасу генеришу топлотни таласи (претходно Поглавље) који се простиру кроз његову површину, тада се у гасу јављају температурске флукуације дате изразом [89]:

$$\tilde{\vartheta}_2(x) = \tilde{\vartheta}_s(l) e^{-\tilde{\sigma}_{g_2}(x-l)}, \quad x > l_g. \quad (107)$$

где је $\tilde{\vartheta}_s(l)$ комплексна амплитуда периодичне температурске варијације на граници узорак-гас, $\tilde{\sigma}_{g_2}$ је коефицијенат простирања топлотних таласа у гасу. Израз за $\tilde{\vartheta}_{g_2}(x)$ се налази решавањем проблема оптички генерисане топлоте (претходни одељак, једначина (93), са константом A_4 која је дата једначином (90) у општем случају, једначином (100) у

апроксимацији гаса као много бољег топлотног изолатора од узорка, и једначином (104) када се додатно претпостави да је коефицијент квантне конверзије једнак јединици).

У једначини (107) се претпоставља да је дебљина гаса (дужина ћелије) велика у односу на његову топлотну дифузиону дужину, тако да се простирање топлоте кроз гас може посматрати као простирање кроз полубесконачну средину.

Простирање топлоте у гасу је најчешће ограничено на танак слој непосредно уз граничну површину узорак - гас. То се посебно односи на ваздух, због јаког пригушења топлотних таласа (гас је одличан топлотни изолатор), односно због мале топлотне дифузионе дужине ваздуха. Нпр. таласна дужина топлотних таласа у ваздуху је 100 μm ако је учестаност таласа 100 Hz. Ову чињеницу су искористили Розенцвајг и Гершо [8] да би дефинисали термички клип. Они су претпоставили да се све топлотне појаве одвијају у танком слоју гаса дебљине $2\pi\mu_g$, да се само овај слој периодично греје и хлади, што изазива његово периодично скупљање и ширење. На тај начин овај слој гаса у виду топлотног клипа делује на остатак гаса производећи периодичне промене притиска.

Средња температура у гасном клипу дата је релацијом [93]:

$$\bar{\theta} = \frac{1}{2\pi\mu_g} \int_0^{l_g} \tilde{\theta}_{g_2}(x) dx = \frac{1}{2\pi\mu_g} \frac{1}{\tilde{\sigma}_{g_2}} \tilde{\theta}_s(l), \quad (108)$$

где је μ_g топлотна дифузиона дужина у гасу, и представља реципрочну вредност реалног дела комплексног коефицијента простирања $\tilde{\sigma}_{g_2}$.

Помјерај овог гасног клипа се, користећи законе идеалног гаса, израчунава на следећи начин:

$$\delta x = 2\pi\mu_g \frac{\bar{\theta}}{T_0}, \quad (109)$$

где је T_0 средња температура граничне површине узорак – гас, за коју се може сматрати да је једнака почетној, равнотежној температури. Ако се претпостави да клип врши адијабатски процес $PV^\gamma = const$, при чему су P притисак и V запремина гаса у ћелији, а γ однос специфичних топлота, промене притиска у гасу су:

$$\delta P = \frac{\gamma P_0}{V_0} \delta V = \frac{\gamma P_0}{l_g} \delta x, \quad (110)$$

δV је промјена запремине топлотног клипа, а γ коефицијент адијабатичности.

Сматра се да се добијене периодичне промене притиска, односно акустички сигнал, простиру кроз гас без слабљења, тако да ће се добити исти сигнал за било који положај микрофона у ћелији. Коначан израз за термопроводну компоненту ФА одзива је:

$$\tilde{p}_{th} = \frac{\gamma P_0}{l_g T_0} \frac{1}{\tilde{\sigma}_{g_2}} \left[A_2 e^{\tilde{\sigma}_s l} + A_3 e^{-\tilde{\sigma}_s l} + \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s \beta_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s l} \right] = \frac{\gamma P_0}{l_g T_0} \frac{1}{\tilde{\sigma}_{g_2}} A_4. \quad (111)$$

Константе A_2, A_3 и A_4 су дате изразима (88-90) у општем случају, изразима (98-100) када се уведе апроксимација да је гас много бољи топлотни изолатор од ваздуха, и изразима (102-104) када се додатно претпостави да је коефицијент квантне конверзије ЕМ енергије у топлоту једнак јединици.

Вибрације површине чврстог узорка могу произвести додатне промене притиска у гасу. На основу термоеластичне теорије за танку плочу, изведен је израз за периодични еластични померај површине узорка [34]:

$$\tilde{p}_{te} = \frac{\gamma P_0}{V_0} \int_0^R 2\pi r u_z(r, l) dr, \quad (112)$$

Где је $u_z(r, l)$ померај површине узорка (у тачки $x = l$ на растојању r од центра узорка), и дат је изразом:

$$u_z(r, l) = -\frac{6R^2}{l^3} \alpha_T \left(1 - \frac{r^2}{R^2} \right) M_T. \quad (113)$$

Са M је означен момент, дат изразом: (за извођење видети [34,88])

$$M_T = \int_0^l \left(x - \frac{l}{2} \right) \tilde{\vartheta}_S(x) dx. \quad (114)$$

Као што се види из израза (114), на момент утиче расподела температурских варијација унутар узорка, $\tilde{\vartheta}_S(x)$, која је у случају узорка на који је нанет оптички непровидни премаз на задњу, неосветљену страну дата изразом (92), где су константе које фигуришу у изразу (92), A_2 и A_3 дате изразима (88 и 89) у општем случају, изразима (98 и

99) када се уведе апроксимација да је гас много бољи топлотни изолатор од ваздуха, и изразима (102 и 103) када се додатно претпостави да је коефицијент квантне конверзије ЕМ енергије у топлоту једнак јединици.

Заменом израза (92) у (114) и решавањем интеграла, добија се:

$$M_T = \frac{A_2}{\tilde{\sigma}_s} e^{\tilde{\sigma}_s l} \left(l - \frac{1}{\tilde{\sigma}_s} \right) - \frac{A_3}{\tilde{\sigma}_s} e^{-\tilde{\sigma}_s l} \left(l + \frac{1}{\tilde{\sigma}_s} \right) - \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} e^{-\beta_s l} \left(l + \frac{1}{\beta_s} \right) + \frac{A_2}{\tilde{\sigma}_s} + \frac{A_3}{\tilde{\sigma}_s^2} + \quad (115)$$

$$+ \frac{1}{\beta_s} \frac{S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s}{\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2} - \frac{A_2 l}{\tilde{\sigma}_s^2} (e^{\tilde{\sigma}_s l} - 1) + \frac{A_3 l}{\tilde{\sigma}_s^2} (e^{-\tilde{\sigma}_s l} - 1) + \frac{l S_1 \tilde{z}_{cs} \tilde{\sigma}_s}{2 (\tilde{\sigma}_s^2 - \beta_s^2)} (e^{-\beta_s l} - 1).$$

Померај механичког клипа који изазива промене притиска у гасу дат је аналогном релацијом као и за случај термичког:

$$\tilde{p}_{te} = - \frac{\gamma P_0}{V_0} \frac{6R^2 \alpha_T}{l^3} M_T \frac{\pi}{2} R^2. \quad (116)$$

гдје је V_0 запремина хелије, R је полупречник узорка, α_T је коефицијент линеарног ширења материјала од кога је направљен узорак. Како је момент M_T који фигурише у изразу (115) пропорционалан градијенту температуре (разлици у површинским температурским варијацијама), често се при процени термоеластичне компоненте користи ова чињеница [88,93,156].

Укупан фотоакустички сигнал једнак је збиру промене притисака произведених термичким и механичким клипом

$$\tilde{p}_{tot} = \tilde{p}_{th} + \tilde{p}_{te}, \quad (117)$$

где је термички клип описан изразом (111) а механички клип изразима (115,116) са константама датим изразима (102-104).

3.3 Валидација модела

Теоријско математички модел расподеле температурских варијација који описује узорке са високим коефицијентом оптичке провидности на чију је необасјану страну (задњу страну) нанет оптички непровидан премаз, изведен у претходном поглављу,

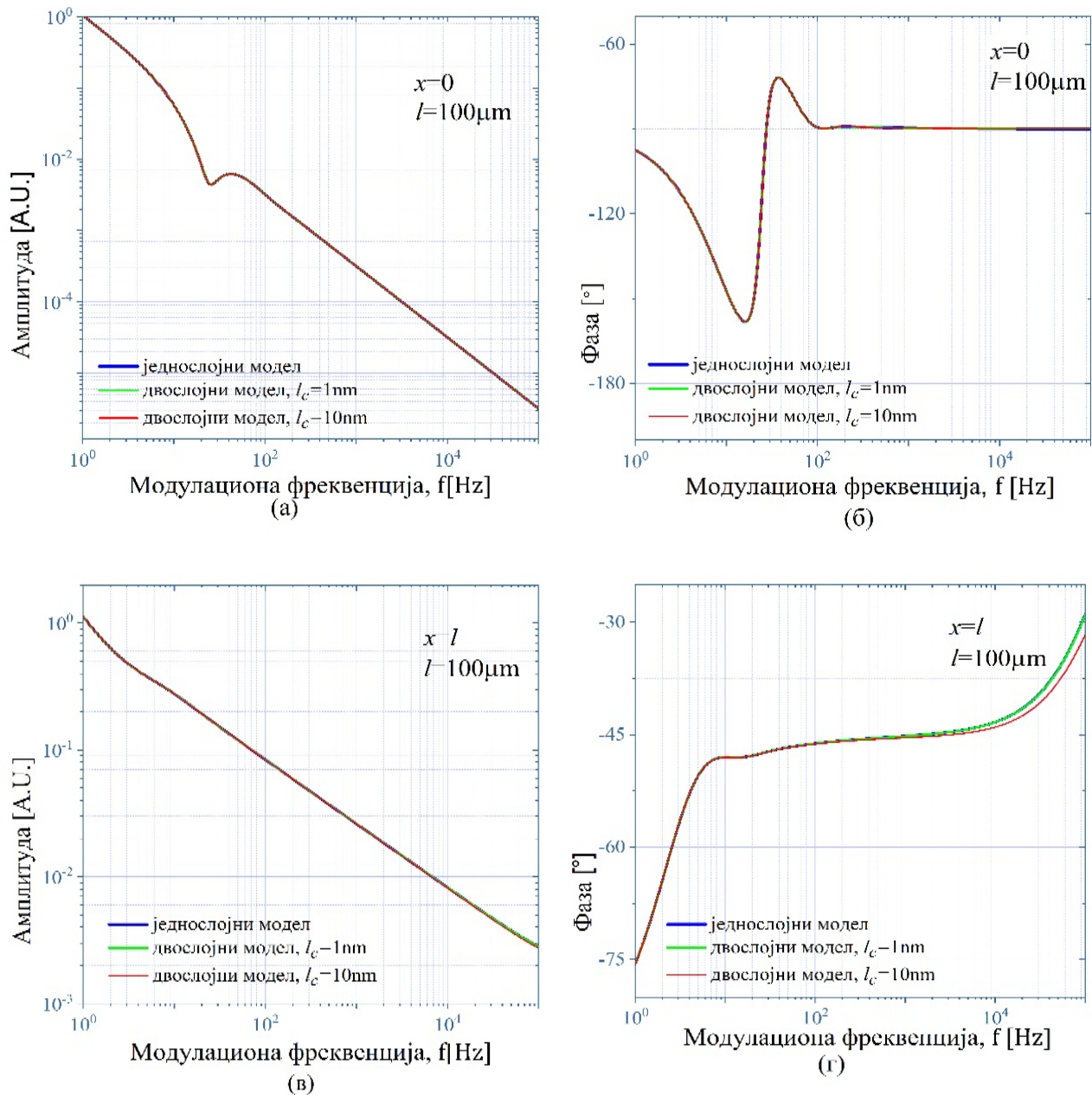
потврђен је моделом изведеним за двослојне узорке приказаним у раду [82] и изразима за површинске температурске варијације преко двослојног модела приказаним у раду [71].

Нумеричка потврда добијених резултата урађена је на основу поређења нумеричког програма написаног за двослојни узорак и програма за једнослојни са премазом на задњој страни. Посматран је поли-ел-лактид (Poly-L-lactide, ПЛЛА) дебљине 100 μm , чије су топлотне и оптичке карактеристике приказане у Табели 3.1 [50-52]. На њега је нанет танки премаз црне боје, чије су топлотне карактеристике, такође, дате у Табели 3.1 [55-57,123]. Анализа је урађена за две дебљине премаза $l_c = 1 \text{ nm}$ и $l_c = 10 \text{ nm}$. За коефицијент оптичке апсорпције узета је вредност $\beta_c = 10^{12} \text{ m}^{-1}$ да би били испуњени услови потребни да се модел за двослојну структуру поклопи са моделом за једнослојну структуру са оптички непровидним премазом ($\beta_2 \rightarrow \infty$, $l_2 \rightarrow 0$ и $\beta_2 l_2 > 1$).

Табела 3.1 Топлотне и оптичке карактеристике ПЛЛА.

Карактеристична јединица	премаз	ПЛЛА
Топлотна проводност [$\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}$]	70	0.013
Топлотна дифузивност [m^2s^{-1}]	2.5×10^{-5}	5.8×10^{-8}
Топлотно време релаксације [s]	10^{-6}	10^{-6}
Коефицијент апсорпције [m^{-1}]	10^{12}	3×10^3

На Слици 3.3 приказане су амплитудске и фазне карактеристике површинских температурских варијација на предњој $x = 0$, и задњој $x = l$, страни добијене на основу ова два модела. Плавом линијом нацртане су криве добијене једнослојним моделом, док су зеленом и црвеном приказане криве добијене на основу двослојног модела, на предњој површини, у $x = 0$ (слике а и б) и на задњој површини испитиваног узорка, у $x = l$, Слика в и г.



Слика 3.3 Поређење модела за двослојни узорак и модела за једнослојни са оптички непровидним премазом: Амплитудске карактеристике температурских варијација на предњој страни а) и задњој страни в) и фазне карактеристике температурских варијација на предњој б) и задњој г) страни.

Двослојни модел рачуна и температурске варијације на задњој површини читавог система у $x = l + l_c$, али се за овако мале дебљине премаза температурске варијације у ова два случаја потпуно поклапају, па нису приказане посебно. Видимо да се све приказане линије међусобно поклапају за случај када је $l_c = 1\text{ nm}$, што нам показује да се ова два модела слажу. Овим потврђујемо исправност модела изведеног у претходном

поглављу. Када је стављена мало већа дебљина превлаке (10 nm) уочава се да се прво могу запазити разлике између ова два модела у фазној карактеристици на задњој страни (црвена и зелена линија на Слици 2г) и то на веома високим фреквенцијама које излазе из доступног мерног опсега ФА.

3.4 Резултати и дискусија

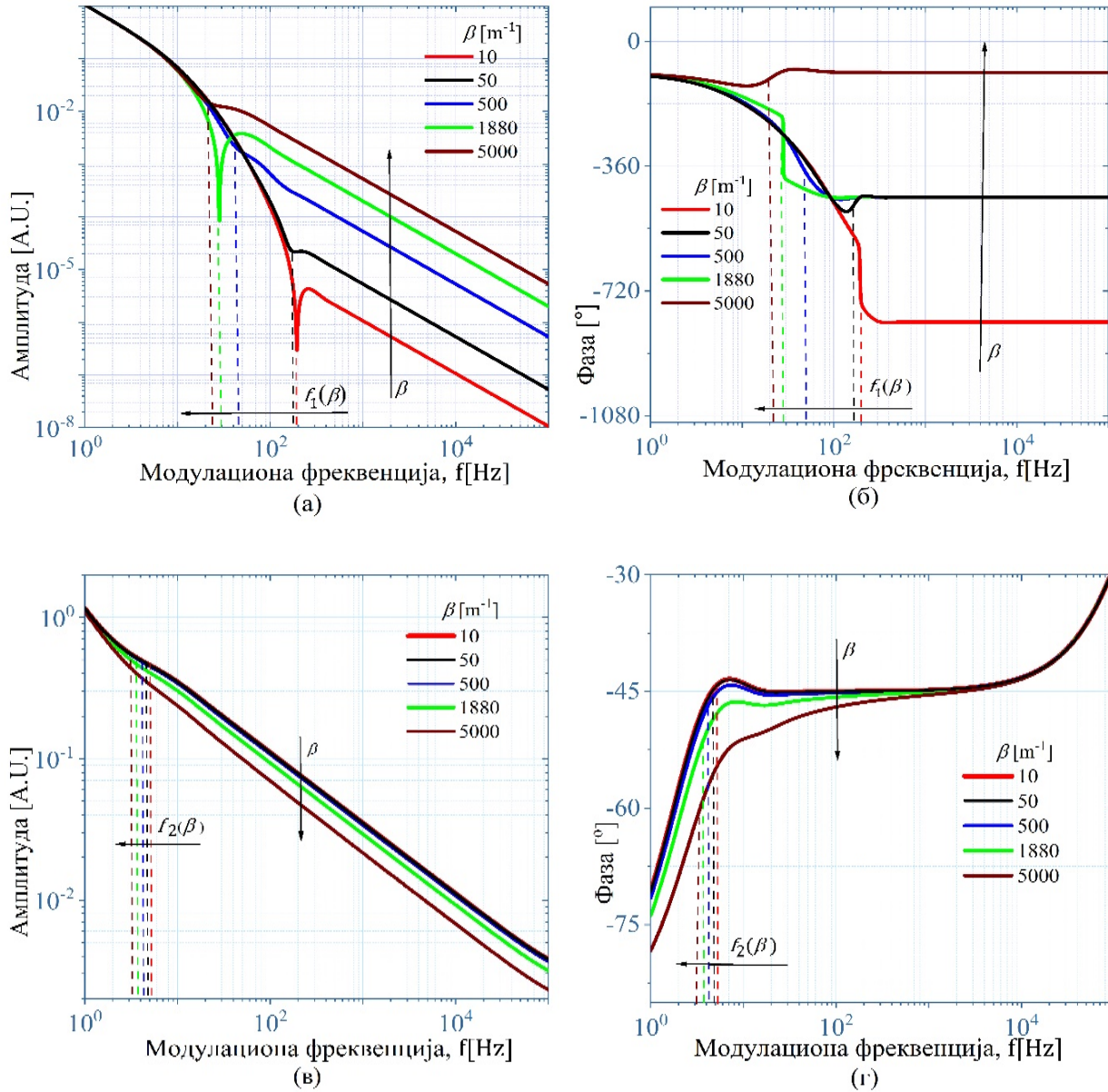
3.4.1 Површинске температурске варијације

Анализирани узорак је ПЛЛА описан у предходном Поглављу 3.3 за валидацију модела. Топлотне карактеристике и коефицијент оптичке апсорпције дати су у Табели 3.1.

Узето је да је фиксна дебљина анализираног узорка 100 μm . Извршена је анализа утицаја коефицијента оптичке апсорпције, β , коефицијента топлотне дифузивности D_T , и топлотног времена релаксације понаособ на површинске температурске варијације на предњој страни (ТВПС) и температурске варијације на задњој страни (ТВЗС), у два случаја, када је $\beta l < 1$, случај оптички прозирног узорка где се очекује већи утицај површинског извора на задњој страни и кад је $\beta l > 1$, случај оптички полупрозирног узорка, где се може изгубити утицај површинског извора на задњој страни узорка.

3.4.1.1 Површинске температурске варијације оптички прозирног узорка ($\beta l < 1$)

На Слици 3.4а и в приказане су амплитудске и Слици 3.4б и г фазне карактеристике површинских температурских варијација, на предњој Слика 3.4а и б и задњој Слика 3.4в и г површини када је $\beta l < 1$. За вредности $\beta = 10 \text{ m}^{-1}$ (црвена линија), $\beta = 50 \text{ m}^{-1}$ (црна линија), $\beta = 500 \text{ m}^{-1}$ (плава линија), $\beta = 1880 \text{ m}^{-1}$ (зелена линија), $\beta = 5000 \text{ m}^{-1}$ (браон), а остали параметри који фигуришу у изразима остају фиксни, Табела 3.1.



Слика 3.4 Утицај оптичког коефициента апсорпције β узорка, на амплитудске карактеристике температурских варијација на предњој страни а) и задњој страни в) и фазне карактеристике температурских варијација на предњој б) и задњој страни г). Случај оптички прозирног узорка $\beta l < 1$.

На Слици 3.4а и б се види да постоји карактеристична фреквенца, f_1 , на којој долази до појаве оштрог пика (локалног минимума) у амплитудама ТВПС, а у фазама ТВПС на тој фреквенцији долази до нагле промене фазе. За $f < f_1$, амплитуде падају са великим нагибом и на f_1 достижу локални минимум, а затим пораст до локалног максимума, одакле за $f > f_1$, настављају да опадају линеарно (у логаритамској скали).

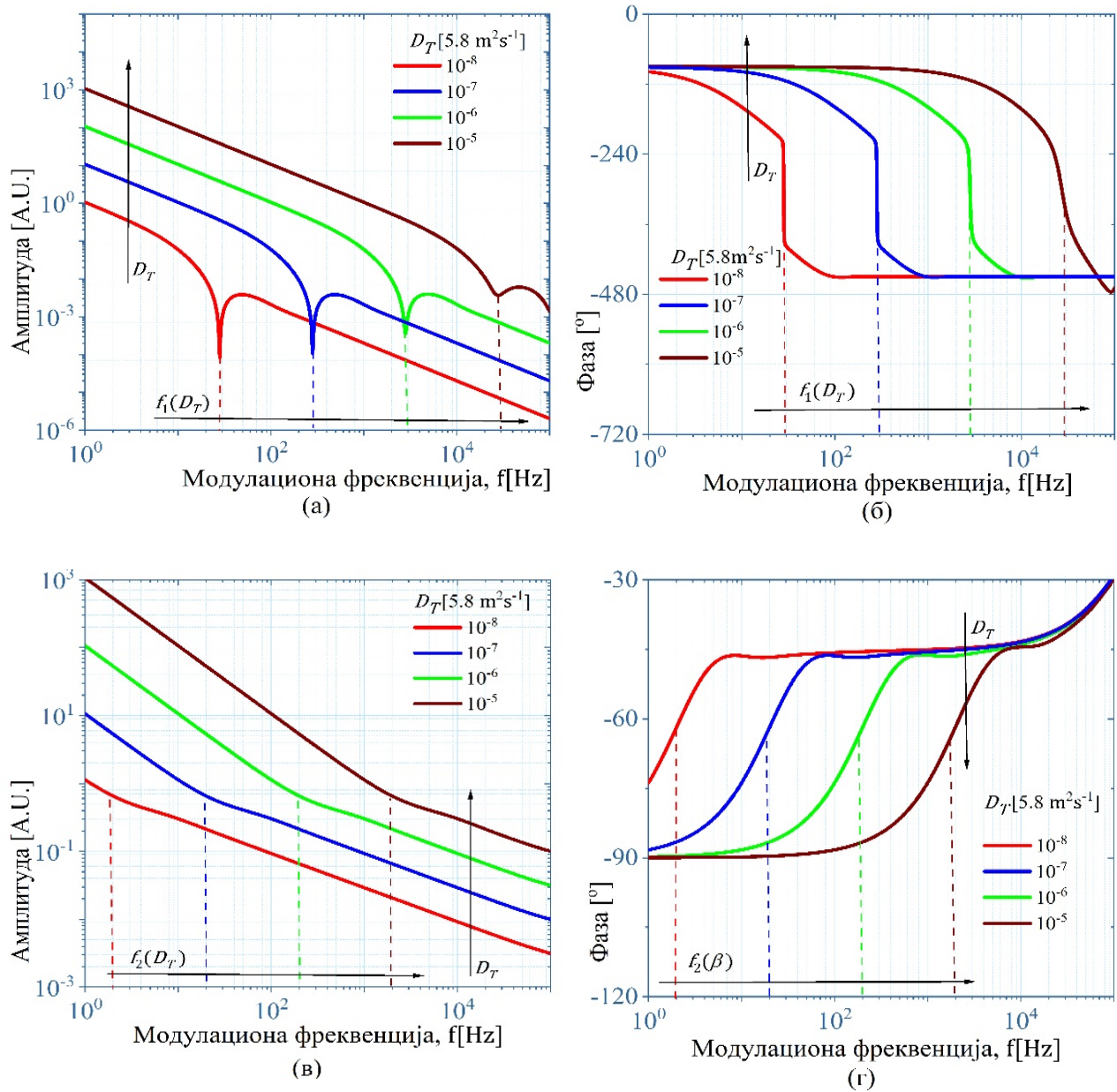
Понашање фаза је слично, само за $f > f_1$ фазе постају константне. Учесталост f_1 зависи од β . Како се β повећава, f_1 се помера према нижим учесталостима. У опсегу $f < f_1$, промена β не утиче на амплитуде ни фазе ТВПС-е. У опсегу $f > f_1$, напротив, промјене β утичу на амплитуде и фазе. Пораст β утиче на повећање и амплитуде и фазе ТВПС.

Слика 3.4в и г показују присуство друге карактеристичке фреквенције, f_2 , на којој амплитуде ТВЗС мењају свој нагиб, а фазе достижу локални максимум. Ова карактеристична фреквенција, такође, зависи од β . Са повећањем β , f_2 се креће ка нижим фреквенцијама, слично као и f_1 , али је утицај много мањи, тако да за довољно велико β може се очекивати да се ове две фреквенције покlope. За $f < f_2$, утицај β на амплитуде ТВЗС је мали, а са порастом β интензитет амплитуда ТВЗС се смањује. С друге стране, утицај β на фазу ТВЗС је приметан у опсегу $f < f_2$, док се на високим фреквенцијама овај утицај губи, Слика 3.4г.

На основу горње дискусије, може се приметити да се за мале вредности коефицијента оптичке апсорпције може десити да амплитуде на задњој страни постану веће од амплитуде на осветљеној страни, односно да може доћи до инверзије градијента температуре, у целом фреквентном опсегу мерења или у његовом високофреквентном делу, за $f > \max(f_1, f_2)$. Ово може значајно утицати на термоеластични померај површина узорка и даље на фотоакустички, пиезоелектрични или неки други ФТ одзив где детектовани сигнал зависи од помераја површине узорка [1,3,8,18,27,34,50,51,138,154, 155].

Утицај промене коефицијента топлотне дифузивности на површинске температурске варијације приказан је на Слици 3.5. Све остале вредности топлотних параметара су остале исте као у Табели 1. За коефицијент оптичке апсорпције је узета вредност 1880 m^{-1} . Црвеном линијом су приказане амплитуде, Слика 3.5а и в, и фазе, Слика 3.5б и г, за референтну вредност коефицијента топлотне дифузивности $D_T = 5.8 \times 10^{-8} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, литературна вредност за споро хлађени ПЛЛА. Свака наредна линија приказује промену овог коефицијента за један ред величине до које долази због начина припреме полимерног узорка, тако плаве линије приказују амплитудске и фазне

карактеристике температурских варијација на предњој и задњој површини за $D_T = 5.8 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, зелене за $D_T = 5.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, а браон за $D_T = 5.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.



Слика 3.5 Утицај топлотне дифузивности узорка D_T , на амплитудске карактеристике температурских варијација на предњој страни а) и задњој страни в) и фазне карактеристике температурских варијација на предњој б) и задњој страни г). Случај оптички провидног узорка $\beta l < 1$.

Са Сlike 3.5 може да се види да D_T утиче и на амплитудске и на фазне карактеристике површинских температурских варијација и на предњој и на задњој површини у целом фреквентном опсегу.

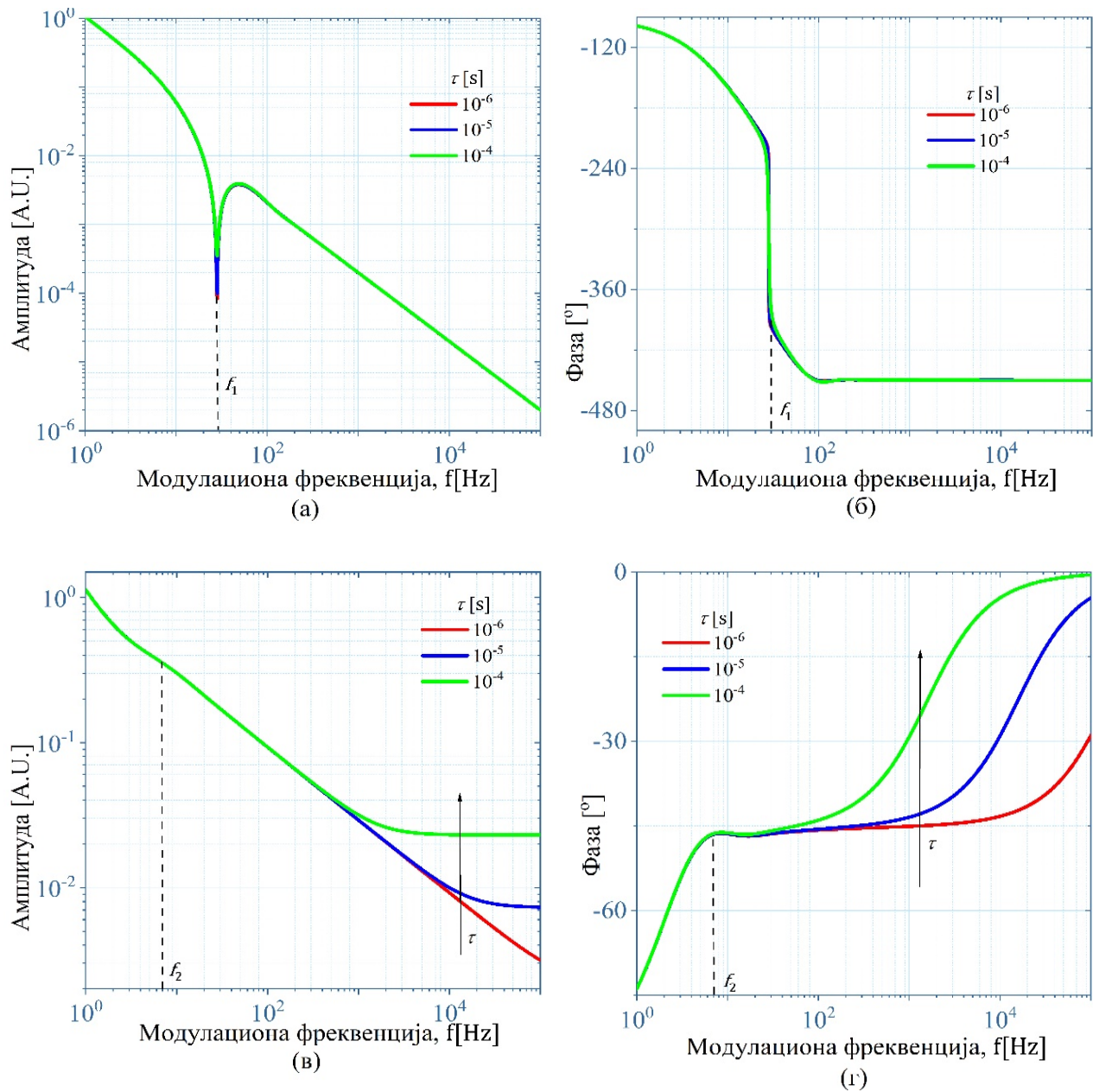
На Слици 3.5а и б се уочава присуство карактеристичне фреквенце f_1 , слично као и на Слици 3.4а и б. Са повећањем D_T , ова карактеристична учесталост се помера према већим фреквенцијама, а пик се смањује. Међутим, пораст D_T утиче на повећање амплитуде ТВПС у целом фреквентном опсегу, док је у фазама утицај D_T приметан само у опсегу $f < f_1$.

Код ТВЗС, Слика 3.5в и г, као и Слика 3.4в и г, примећује се присуство карактеристичне фреквенце f_2 , на којој се смањује нагиб амплитудних карактеристика а фазе достижу локални максимум. Повећање D_T утиче на померање f_2 ка вишим фреквенцијама. За $f > f_2$, утицај D_T на ТВЗС фазе се губи, Слика 3.5г. Повећање D_T утиче на повећање амплитуда ТВЗС у читавом фреквентном опсегу.

Из горње дискусије се може закључити да пораст D_T утиче на пораст амплитуда и ТВПС и ТВЗС у читавом фреквентном опсегу, али утиче и на њихов облик тако што карактеристичне учестаности f_1 и f_2 помера према вишим фреквенцама.

На Слици 3.6 је приказан утицај промене времена релаксације на површинске температурске варијације. За коефицијент оптичке апсорпције је узета вредност 1880 m^{-1} , а за D_T вредност из Табеле 3.1. Црвеном линијом су приказане амплитуде, Слика 3.6а и в и фазе, Слика 3.6б и г, за вредност топлотног времена релаксације $\tau = 10^{-6} \text{ s}$. Свака наредна линија приказује промену овог коефицијента за један ред величине, тако плаве линије приказују амплитудске и фазне карактеристике температурских варијација на предњој и задњој површини за $\tau = 10^{-5} \text{ s}$, зелене за $\tau = 10^{-4} \text{ s}$.

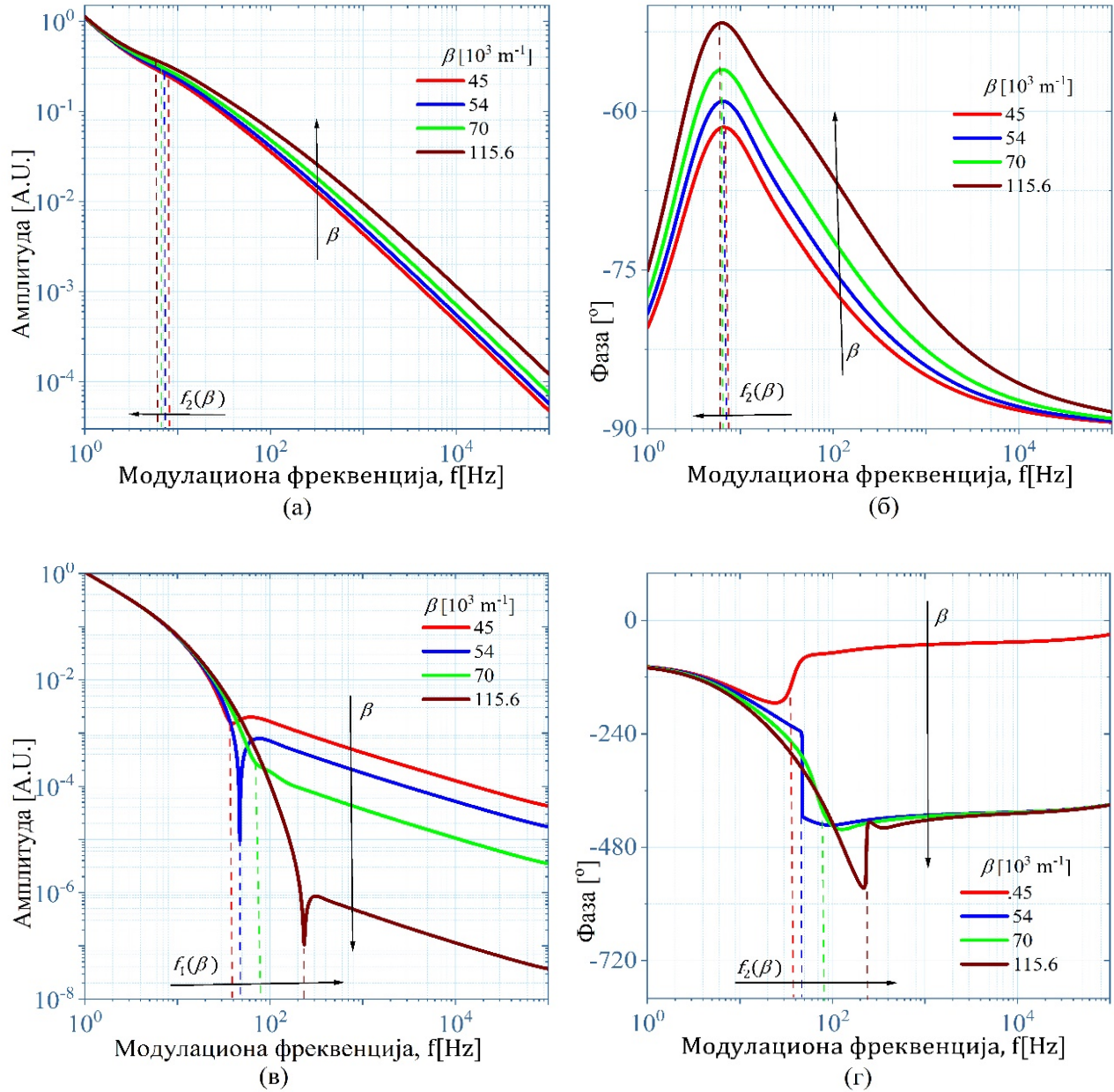
Са Сlike 3.6 се може видети да τ утиче и на амплитудске и на фазне карактеристике ПТЗС, и то само у високофреквентном опсегу $f > 1/2\pi\tau$. Код ТВПС, τ утиче на величину оштрог локалног минимума амплитуде, али не и на његов положај, f_1 , Слика 3.6а. За амплитуде, пик опада са повећањем τ . За мање τ , овај ефекат постаје слабо приметан на предњој, освјетљеној страни узорка.



Слика 3.6 Утицај топлотног времена релаксације узорка τ , на амплитудске карактеристике температурских варијација на предњој страни а) и задњој страни в) и фазне карактеристике температурских варијација на предњој б) и задњој страни г).

Код амплитуде ТВЗС, Слика 3.6в, не долази до појаве осцилација, а утицај τ видимо кроз смањење нагиба амплитудских карактеристика у високофреквентном опсегу, $f > 1/2\pi\tau$. У овом опсегу, карактеристична амплитуда постаје права линија, али фазе настављају да расту, Слика 3.6г. Пораст τ утиче на повећање амплитуде ТВЗС у фреквентном опсегу $f > 1/2\pi\tau$, Слика 3.6в.

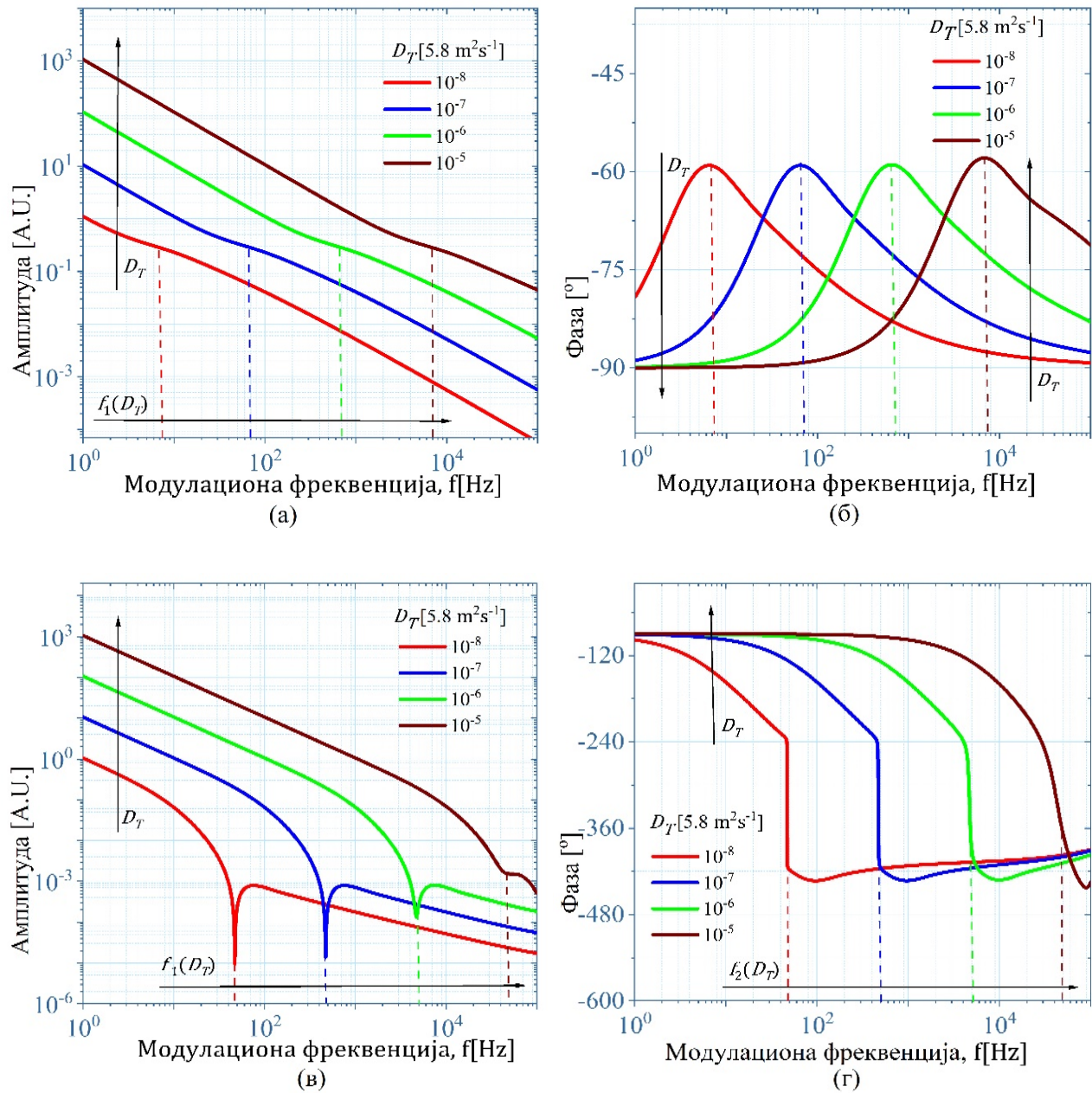
3.4.1.2 Површинске температурске варијације оптички делимично прозирног узорка $\beta l > 1$



Слика 3.7 Утицај оптичког коефициента апсорпције узорка β , на амплитудске карактеристике температурских варијација на предњој а) и задњој страни в) и фазне карактеристике температурских варијација на предњој б) и задњој страни г). Случај оптички непровидног узорка $\beta l > 1$.

На Слици 3.7а и в приказане су амплитудске карактеристике и на Слици 3.7б и г фазне карактеристике температурских варијација, где се Слика 3.7а и б односи на предњу а Слика 3.7в и г односи на задњу површину када је $\beta l > 1$. За вредности $\beta = 45000 \text{ m}^{-1}$

(црвена линијом), $\beta = 54000 \text{ m}^{-1}$ (плава линија), $\beta = 70000 \text{ m}^{-1}$ (зелена линија), 11560 m^{-1} (браон), а остали параметри који фигуришу у изразима остају фиксни, Табела 3.1.



Слика 3.8 Утицај топлотне дифузивности узорка D_T , на амплитудске карактеристике температурских варијација на предњој а) и задњој страни в) и фазне карактеристике температурских варијација на предњој б) и задњој страни. Случај оптички непровидног узорка $\beta l > 1$.

Са Сликe 3.7а и б се може уочити присуство карактеристичне фреквенце f_2 , на којој амплитуде ТВПС мењају нагиб а фазе достижу максимум, слично као код ТВЗС на Слици 3.4в и г за оптички провидан узорак. Пораст β утиче на пораст амплитуде ТВПС за $f > f_2$ и на веће вредности фаза у целом фреквентном опсегу.

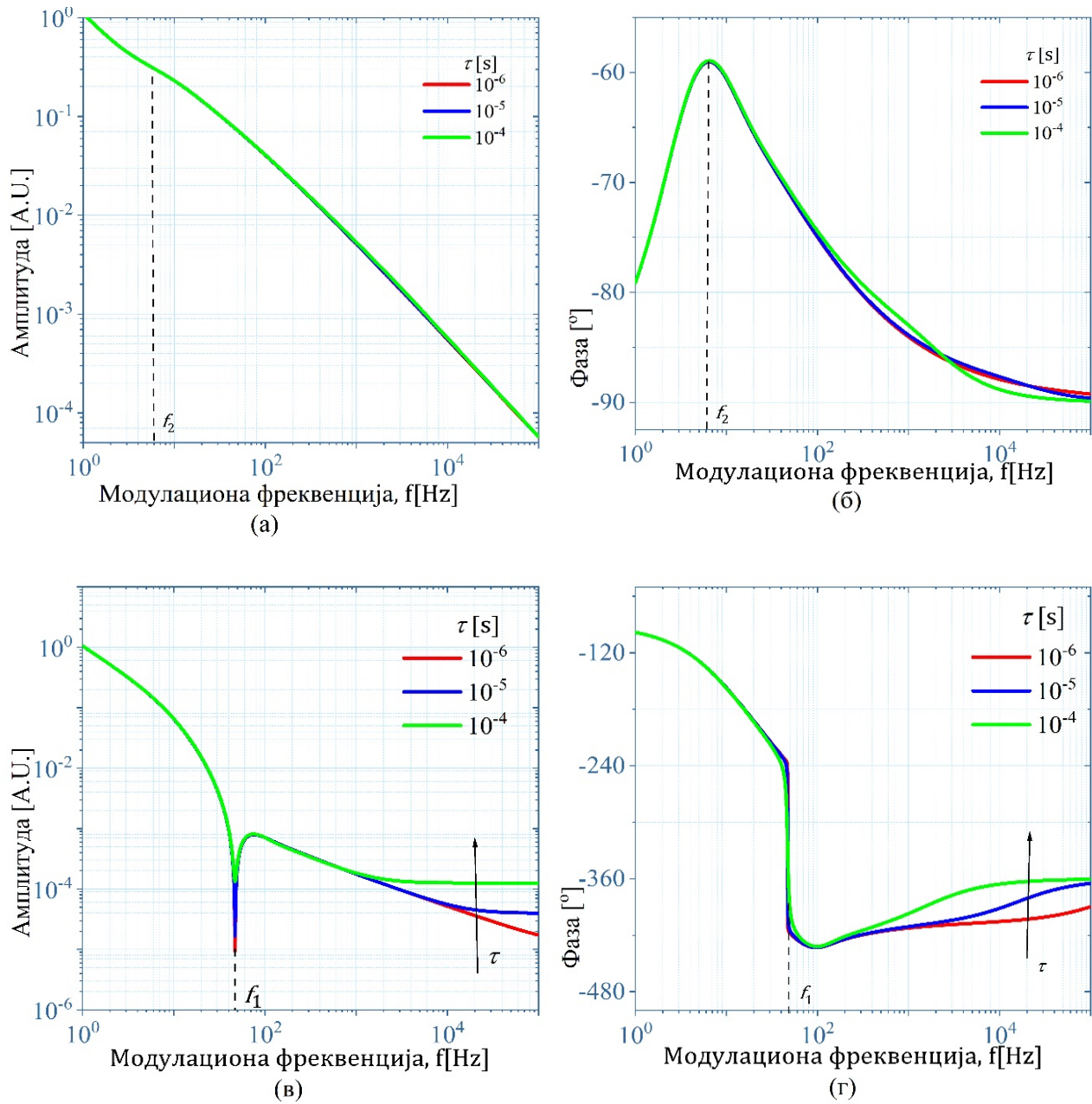
Карактеристична фреквенца, f_1 , на којој се појављује оштар пик у амплитудама ТВЗС и стрма промена фазе може се видети на Слици 3.7в и г, слично као на Слици 3.4а и б. За $f < f_2$, нема утицаја β на амплитуде и фазе. Са порастом β , амплитуде ТВПС се повећавају за $f > f_2$, а ТВЗС падају за $f > f_1$, тако да се са бољим оптичким апсорберима очекује већи градијент температуре и већи померај површине узорка у целом фреквентном опсегу.

Утицај промене топлотне дифузивности на површинске температурске варијације је приказан на Слици 3.8. За коефицијент оптичке апсорпције је узета вредност 54000 m^{-1} . Црвена линија приказује амплитудске и фазне карактеристике температурских варијација на предњој и задњој површини за $D_T = 5.8 \times 10^{-8} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, док свака наредна линија показује промјену овог коефицијента за један ред величине и то плава за $D_T = 5.8 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, зелена за $D_T = 5.8 \times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$, а браон за $D_T = 5.8 \times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$.

На Слици 3.8, као и на Слици 3.7, карактеристичне фреквенције f_2 су везане за ТВПС, а f_1 за ТВЗС, односно постоји инверзија понашања ТВПС и ТВЗС уочена и на претходној слици у односу на случај оптички провидног узорка. Међутим, повећање D_T као у случају оптички провидног узорка, утиче на пораст амплитуде површинске температурске варијације на обе површине узорка и то у читавом фреквентном опсегу.

На Слици 3.9 је приказан утицај промене коефицијента топлотног времена релаксације на површинске температурске варијације. За коефицијент оптичке апсорпције је узета вредност 54000 m^{-1} . Црвеном линијом су приказане амплитуде, Слика 3.9а и в, и фазе, Сликe 3.9б и г, за вредност коефицијента топлотног времена релаксације $\tau = 10^{-6} \text{ s}$. Свака наредна линија приказује промјену овог коефицијента за један ред величине, тако плава линије приказују амплитудске и фазне карактеристике

температурских варијација на предњој и задњој површини за $\tau = 10^{-5}$ s, зелене за $\tau = 10^{-4}$ s.



Слика 3.9 Утицај топлотног времена релаксације узорка τ , на амплитудске карактеристике температурских варијација на предњој а) и задњој страни в) и фазне карактеристике температурских варијација на предњој б) и задњој страни г). Случај оптички непровидног узорка $\beta l > 1$.

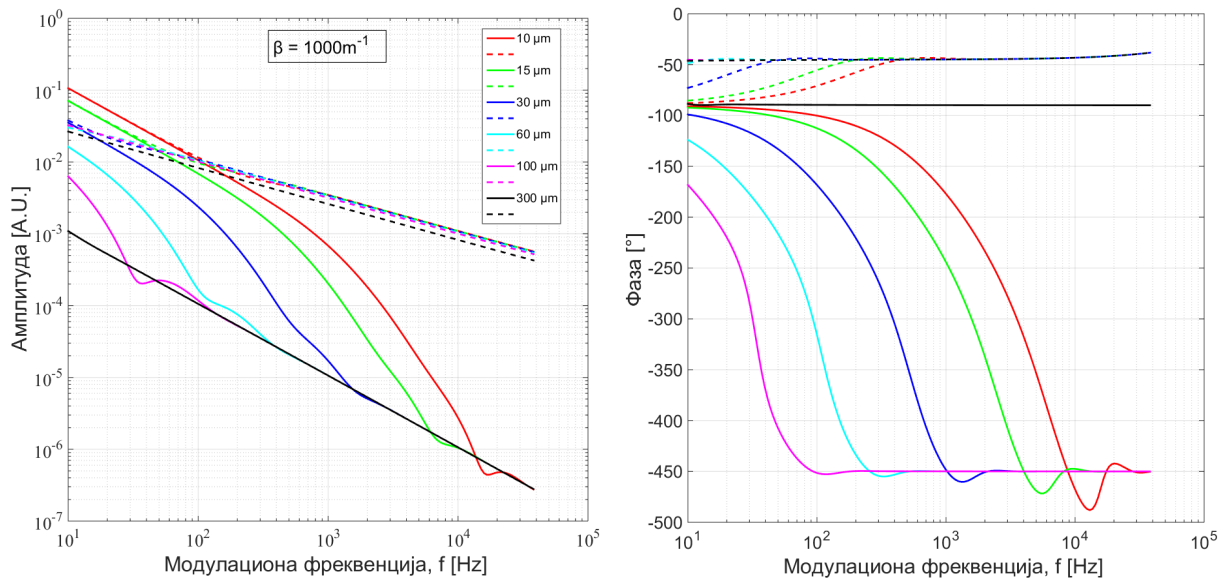
На Слици 3.9, слично као на Сликама 3.7 и 3.8, може се уочити инверзија понашања ТВПС и ТВЗС у односу на оптички провидан узорак, Слика 3.6. Међутим, као и код оптички провидног узорка, утицај τ је уочљивији код ТВЗС, Сликe 3.9в и 3.9г. Повећање τ утиче на смањење оштрог пика у амплитудној карактеристици ТВЗС-а, али не и на његов положај, f_1 , Слика 3.9в. Занимљиво је приметити да τ не утиче на оштар пад фазе на фреквенцији f_1 , Слика 3.9г. За свако τ , овај пад је једнак π , Слика 3.9в. У опсегу $f > 1/(2\pi\tau)$, амплитуде престају да падају са повећањем фреквенције, а за веће τ имају веће вредности, Слика 3.9в. У истом фреквентном опсегу, фазе се повећавају достижући вредност -2π , Слика 3.9г.

3.4.2 Градијент температуре

Испитиван је утицај термоеластичне компоненте на ФА одзив узорка са ниским степеном оптичке апсорпције који је премазан танким оптички непровидним слојем. Уместо момента описаног сложеним изразом (114,116) у Поглављу 3.2, разматран је градијент температуре.

У теоријском разматрању, коришћен је ПЛЛА са својствима наведеним у Табели 3.1 из Поглавља 3.3. Коефицијент апсорпције ПЛЛА се мења с обзиром на начин прављења полилактидног филма (који доводи до разлике у кристаличности али и коефицијенту апсорпције). Сматра се да је дебљина премаза много мања од дебљине полилактида као и да премаз има много већи коефицијент апсорпције од полилактида. Квантни коефицијенти конверзије као и коефицијенти рефлексије су у оба случаја једнаки јединици.

Мењањем дебљине узорка при фиксној вредности коефицијента оптичке апсорпције, β , добијају се следеће карактеристике градијента температуре, Слика 3.10.



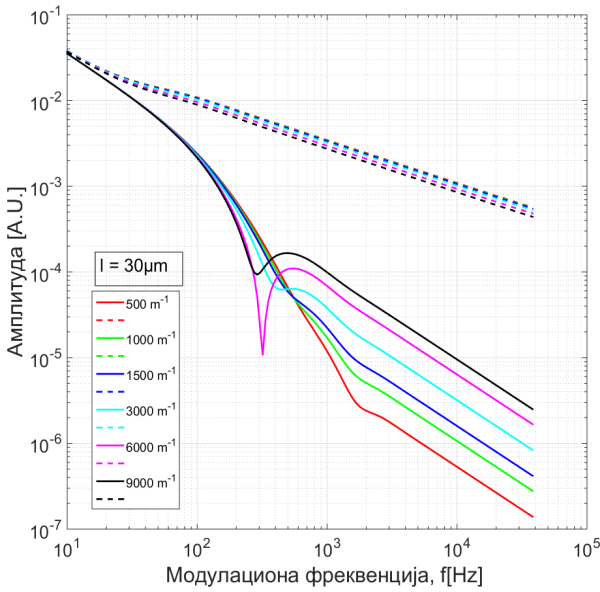
Слика 3.10 Утицај промене дебљине l од 10,15,30,60,100 до 300 μm при фиксној вриједности $\beta = 1000 \text{ m}^{-1}$ на градијент температуре унутар узорка.

У погледу амплитудских карактеристика, при фиксираној вредности коефицијента апсорпције ($\beta = 1000 \text{ m}^{-1}$), повећавање дебљине узорка се на необасјаној површини манифестује благим опадањем температурске варијације. С друге стране, на обасјаној површини долази до значајног мењања облика линије која карактерише температурске варијацију; изражени локални минимум прелази у превојну тачку и фреквенције на којој се налази помера се ка нижим фреквенцијама, док се истовремено (али увек на нижој фреквенцији) формира друга превојна тачка која прелази у нови локални минимум и коначно нестаје на најнижим фреквенцијама, остављајући равну линију. Повећавањем дебљине узорка, линије температурских варијација на обема површинама теже равним линијама различитих (али константних) нагиба у целом фреквенцијском домену.

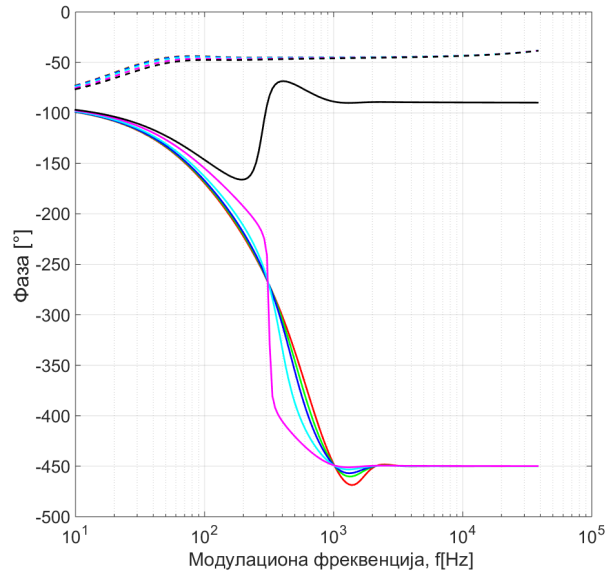
У погледу фазе повећања дебљине узорка се на необасјаној површини манифестује повећањем нагиба у ограничену региону фреквенције, као и померањем вредности фреквенције на којој све фазне карактеристике прелазе у исту линију ка нижим вредностима. Са друге стране, на обасјаној површини долази до померања локалног минимума ка нижим фреквенцијама и преласка локалног минимума у превојну тачку.

Посматрањем Слике 3.10 изводи се општи закључак да повећањем дебљине узорка амплитудске линије температурских варијација губе особености у смислу

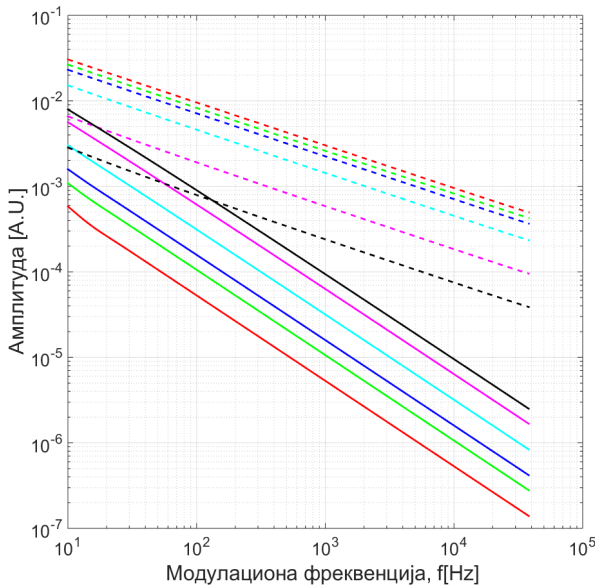
локалних минимума и/или превојних тачака (који су на мањим дебљинама присутни на нижим фреквенцијама модулације побуде), као и да постају углавном паралелне. Фазне линије такође постају монотоне и асимптотски теже једној вредности.



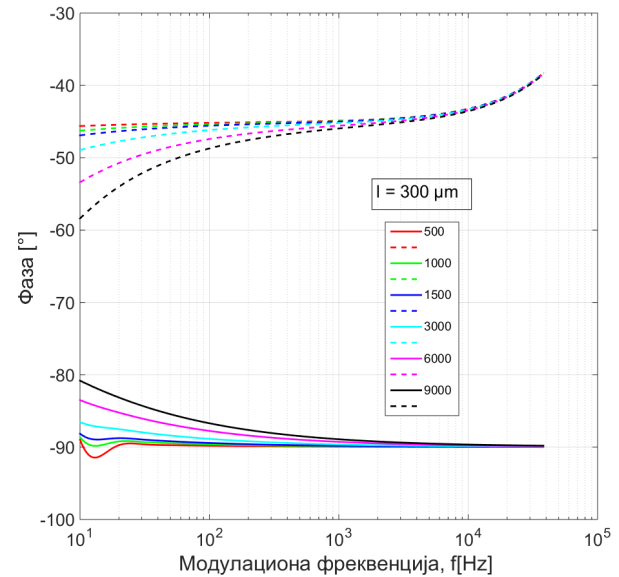
(а)



(б)



(в)



(г)

Слика 3.11 Утицај промене $\beta = 500, 1000, 1500, 3000, 6000 \text{ m}^{-1}$ за две вредности $l = 30, 300 \text{ }\mu\text{m}$ на градијент температуре унутар узорка.

Веома је важно запазити да, са повећањем дебљине, долази до инверзије температурног

градијента (интензитет температурских варијација на необасјаној површини постаје већи од оног на обасјаној површини).

На Слици 3.11 приказане су амплитуда и фазе температурских варијација на осветљеној и неосветљеној површини за две дебљине узорка, $l = 300 \mu\text{m}$ (а, б) и $l = 30 \mu\text{m}$ (в, г), за широк опсег промене параметра β .

При фиксној вредности дебљине узорка, $l = 300 \mu\text{m}$, а у погледу амплитуда, Слика 3.11а, смањење коефицијента апсорпције резултује порастом температурских варијације на необасјаној површини и њиховим смањењем на обасјаној површини узорка. За високу вредност коефицијента оптичке апсорпције, $\beta = 9000 \text{ m}^{-1}$, постоји фреквенција изнад које долази до ефекта инверзије градијента температуре, међутим падом вредности коефицијента апсорпције, $\beta < 6000 \text{ m}^{-1}$, тај ефекат је уочљив на целом фреквентном опсегу.

При мањој дебљини узорка, $l = 30 \mu\text{m}$, Слика 3.11в, утицаја промене коефицијента оптичке апсорпције је уочљивији на обасјаној површини на вишим фреквенцијама, док се на нижим фреквенцијама губи у потпуности на обема површинама. На најнижим фреквенцијама побуде долази до спајања линија, тј. изједначавања површинских температурских варијација и губитка температурског градијента. Такође, смањењем коефицијента оптичке апсорпције долази до ублажавања и померања ка вишим фреквенцијама (до потпуног губитка) једног локалног минимума, док се на одређеној фреквенцији побуде формира (односно постаје уочљивији) други локални минимум.

Смањење температурске варијације на необасјаној површини је много лакше уочљиво на већој дебљини узорка (у односу на мању дебљину), где је и ефекат раздвајања линија (са различитих површина) изражен у целом фреквентном опсегу (за разлику од мањих дебљина узорка, где се на ниским учесталостима губи: Слика 3.11а и в).

У погледу фазе, на обема површинама линије теже да се пређу у једну линију, с' тим што је на већој дебљини (у односу на мању) лакше уочљив ефекат промене коефицијента апсорпције на нижим фреквенцијама, Слика 3.11б и г. На обасјаној површини долази до извесног ублажавања локалног минимума, чија се позиција на

фреквентној оси не мења. Такође, нагиби линије су различити на нижим фреквенцијама и зависе од коефицијента апсорпције. Такође, учљив је ефекат „приближавања“ фазних карактеристика на нижим фреквенцијама, слично као код амплитудских, који је израженији на већој дебљини узорка.

Ефекат инверзије температурског градијента је, код танких узорака, присутан на целом опсегу побудних учесталости. Такође, може се закључити да се поменути ефекат појачава са смањењем коефицијента оптичке апсорпције узорка.

На основу амплитуда приказаних на Сликама 3.10 и 3.11 може се закључити да на већим дебљинама узорка, са истовременим порастом коефицијента апсорпције, долази до ефекта инверзије градијента температуре у барем једном делу фреквентног опсега. С обзиром да у теоријском моделу дебљине узорка и коефицијент апсорпције на више места фигуришу као производ, цео модел се може трансформисати на начин да се овај производ издвоји у виду апсорбанце узорка, e_1 :

$$e_1 = \beta_1 l_1, \quad (118)$$

па се увођењем смена:

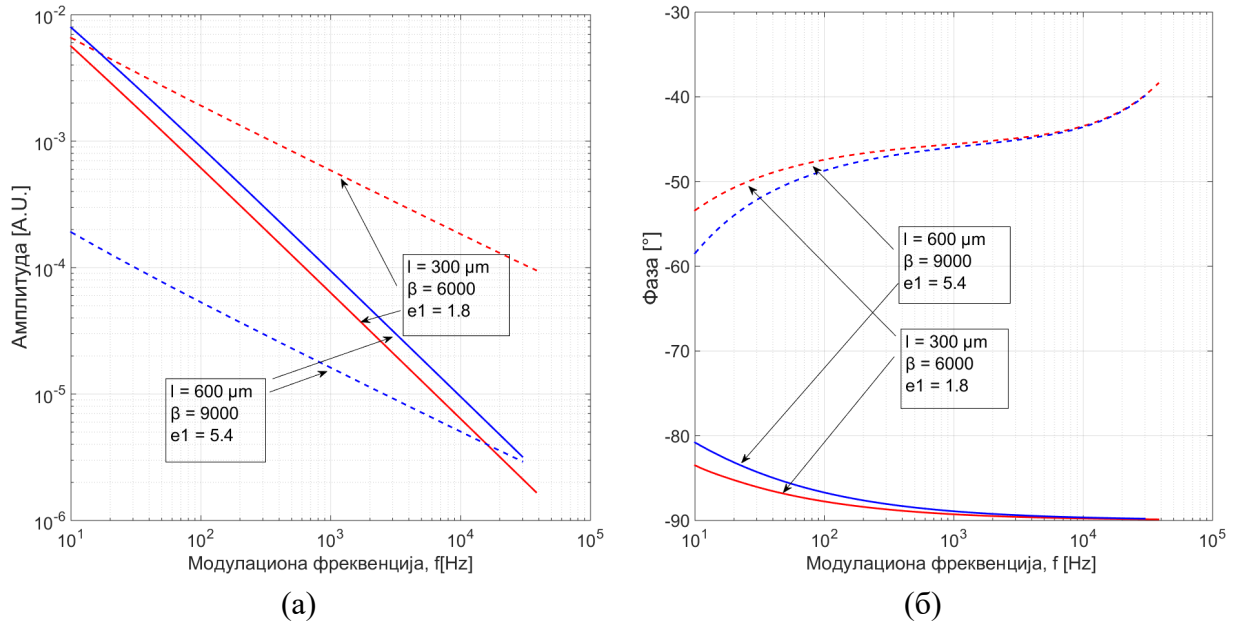
$$P_1 = \frac{S_0 z_{c1}}{\sinh(a)} \cdot \frac{1}{a^2 - e_1^2}, \quad (119)$$

изрази (105) и (106) могу записати у следећем облику:

$$\vartheta(0) = P_1 (ae_1 \sinh a - e_1^2 \cosh a + a^2 e^{-e_1}), \quad (120)$$

$$\vartheta(l_s) = P_1 [-e_1^2 + (e_1 a \sinh a + a^2 \cosh a) e^{-e_1}]. \quad (121)$$

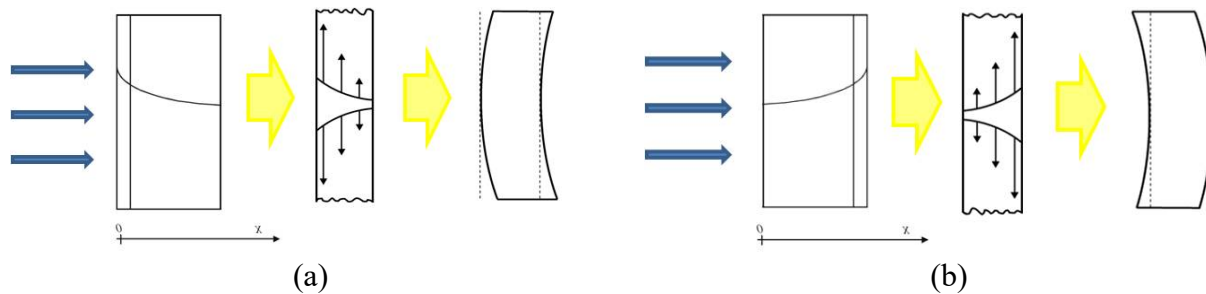
Посматрајући површинске температурске варијације на осветљеној и неосветљеној страни у функцији апсорбанце e_1 , анализирано је када долази до инверзије градијента температуре, Слика 3.12.



Слика 3.12 Утицај различитих вредности апсорбанце e_1 на а) амплитуду и б) фазу површинских температурских варијација и градијент температуре посматраног узорка.

Минимална вредност апсорбанце када долази до појаве инверзије температурског градијента (на најнижим фреквенцијама) је $e_{1min} = 1.8$, док је вредност исте када је посматрани феномен присутан у целом фреквентном опсегу приближно једнака $e_{1min} = 5.4$.

Температурски градијент индукован ФТ ефектом резултује термелеастичним савијањем посматраног узорка. У радовима који се баве пиезоелектричном ФА спектроскопијом [50,51] примећен је ефекат инверзије температурског градијента као последица промене коефицијента оптичке апсорпције са променом таласне дужине (енергије) побудног зрачења, сличан ефекат који је добијен у овом раду, само у зависности од учесталости модулације, а који доводи до промене смера термоелеастичног савијања, Слика 3.13. За разлику од пиезоелектричне спектроскопије, у фреквентним методама (фотоакустици, ФТ дифракцији и дефлексији), ефекат инверзије температурског градијента може бити присутан у целом или у делу мерног опсега, у зависности од апсорбанце узорка.



Слика 3.13 Утицај температурског градијента на термоеластични померај узорка, у зависности од позиције премаза на а) обасјаној и б) необасјаној страни у односу на побудни сноп ЕМ зрачења.

3.5 Закључак

Анализом површинских температурских варијација предње (обасјане) и задње стране (са површинским апсорбером) узорка, показано је да постоји одређена карактеристична фреквенција f_c ($f_c = f_1$ или $f_c = f_2$), испод које амплитуде опадају са нагибом већим од -1. На фреквенцијама $f > f_c$, нагиб опадања амплитуде се смањује. На фреквенцији $f = f_1$, фазе површинских температурских варијација се мијењају стрмо, док на фреквенцији $f = f_2$ достижу локални минимум. Обје карактеристичне фреквенције зависе од оптичког коефицијента апсорпције, β . Са повећањем β , обе фреквенције опадају код оптички провидних узорака, $\beta l < 1$ док се повећавају код оптички делимично поровидних узорака, $\beta l > 1$.

Оптички коефицијент апсорпције, β , утиче на амплитуде површинских температурских варијација у високофреквентном делу опсега, $f > f_c$. Амплитуде на предњој страни опадају а на задњој страни расту са опадањем β . У случају провидних узорака, $\beta l < 1$, може доћи до појаве инверзије температурског градијента у опсегу фреквенција $f > f_c$, а последично долази и до промене смера термоеластичног помјераја. У истом фреквентном опсегу, запреминска оптичка апсорпција ствара пораст температурског градијента код оптички делимично провидних узорака, $\beta l > 1$ и већи отклон/померај површине узорка. Ово је важно у многим ФТ експериментима као што су индиректна фотоакустика и пиезоелектрични експерименти засновани на директном фотоакустичком ефекту као и код других ФТ метода које мере савијање површине узорка.

Утицај запреминске оптичке апсорпције на површинске температурске варијације је јачи код узорака који имају малу топлотну дифузивност. Што је већа топлотна дифузивност, виша је амплитуда површинских температурских варијација у целом опсегу фреквенција, али карактеристичне фреквенције f_1 и f_2 се помјерају ка вишим вредностима, поништавајући ефекте коефицијента оптичке апсорпције.

Топлотне релаксације у прозирним и делимично прозирним узорцима могу прикрити („маскирати“) утицај оптичке апсорпције на температурске варијације на задњој површини на високим фреквенцијама, $f > 1/2\pi\tau$.

Детаљном анализом градијента температуре приказано је да код танких узорака са површинском апсорпцијом упадног ЕМ зрачења на необасјаној површини може доћи до појаве инверзије температурног градијента. С обзиром да је термоеластични померај пропорционалан овом градијенту, изводи се закључак да описана промена градијента као резултат може дати осциловање узорка у контрастну у односу на уобичајени случај (површинског апсорбера на обасјаној површини).

Појава граничног случаја, када у делу фреквентног опсега нема инверзије а у остатку опсега она постоји, зависи од коефицијента оптичке апсорпције узорка, али и од дебљине самог узорка.

Све до сада наведено указује на то да изведени модел описује експериментално уочени утицај апсорбанце узорка, ма колико она мала била, и на површинске температурске варијације и на градијент температуре унутар узорка, па самим тим и на ФА сигнал, када се такав узорак снима у позицији да се на необјасјаној површини налази заштитни, оптички непровидни премаз.

Изведени модел омогућује развој инверзне процедуре за одређивање топлотних, еластичних и оптичких својстава узорака са високим степеном оптичке провидности.

4 Самоусаглашена инверзна процедура

Теоријски модели ФА одзива и њихова анализа и дискусија, изведени у Поглављу 3, показују да амплитуде и фазна одступања мереног сигнала показују веома сложену зависност од коефицијента оптичке апсорпције узорка, топлотне дифузивности и коефицијента линеарног ширења узорка, али и од дебљине узорка и фреквентног опсега у коме се ФА одзив мери. То значи да је решавање инверзног ФА проблема нелинеаран и лоше постављен проблем математичке физике (за малу промену улазних параметара може доћи до велике промене сигнала, а може се десити да промене неког параметра уопште не утичу на сигнал сниман у одређеном фреквентном опсегу). Осим тога, пошто се већи број параметара мења, долази до неједнозначног пресликавања. Узимајући све ово у обзир, у овом раду је развијена процедура одређивања три физичка својства узорка: коефицијента оптичке апсорпције, топлотне дифузивности и коефицијента линеарног ширења на фреквентном опсегу који одговара реалном опсегу ФА мерења и сматрајући да је дебљина узорка позната (добро одређена претходним мерењима микрометарским завртњем). Ова процедура је заснована на СУП која је развијена за оптички непровидне узорке.

Како коефицијент оптичке апсорпције узорка не утиче на ФА сигнал ако се снимање врши у позицији када је оптички непровидна премаз осветљен, генерализована процедура за решавање инверзног ФА проблема је осмишљена као комбинација СУП развијене за оптички непровидне узорке, којом се, из мерења извршеног у таквој позицији да је оптички непровидан премаз осветљен, одређују коефицијент топлотне дифузије и коефицијент линеарног ширења, а затим се из ФА мерења извршених у супротној позицији, када је оптички непровидан премаз на неосветљеној страни, а користећи већ одређена термоеластична својства, одређује коефицијент оптичке апсорпције.

У овом поглављу ће бити прво приказана СУП развијена за одређивање топлотних и еластичних својстава из снимљеног ФА сигнала код површинских оптичких апсорбера, а затим ће бити приказана проширена СУП, базирана на моделу развијеном у Поглављу 3 за додатно одређивање коефицијента оптичке апсорпције из ФА мерења.

4.1 Самоусаглашена инверзна процедура на оптички непровидним узорцима-површинским апсорберима

4.1.1 Увод

На Слици 4.1 су приказане амплитуде и фазе ФА сигнала за алуминијумски узорак дебљине 100 μm који се може сматрати површинским апсорбером због веома високог коефицијента оптичке апсорпције. Топлотна и еластична својства алуминијума, узета из литературе [40,46,47,63,100,114] која су кориштена при анализи, дата су у Табели 4.1. У израчунавањима везаним за СУП процедуру, фактори окружења, P_0 , T_0 , као и интензитет упадног зрачења S_0 , кориштени су као константе, са вредностима датим у Табели 4.2:

Табела 4.1 Вредности параметара за алуминијум.

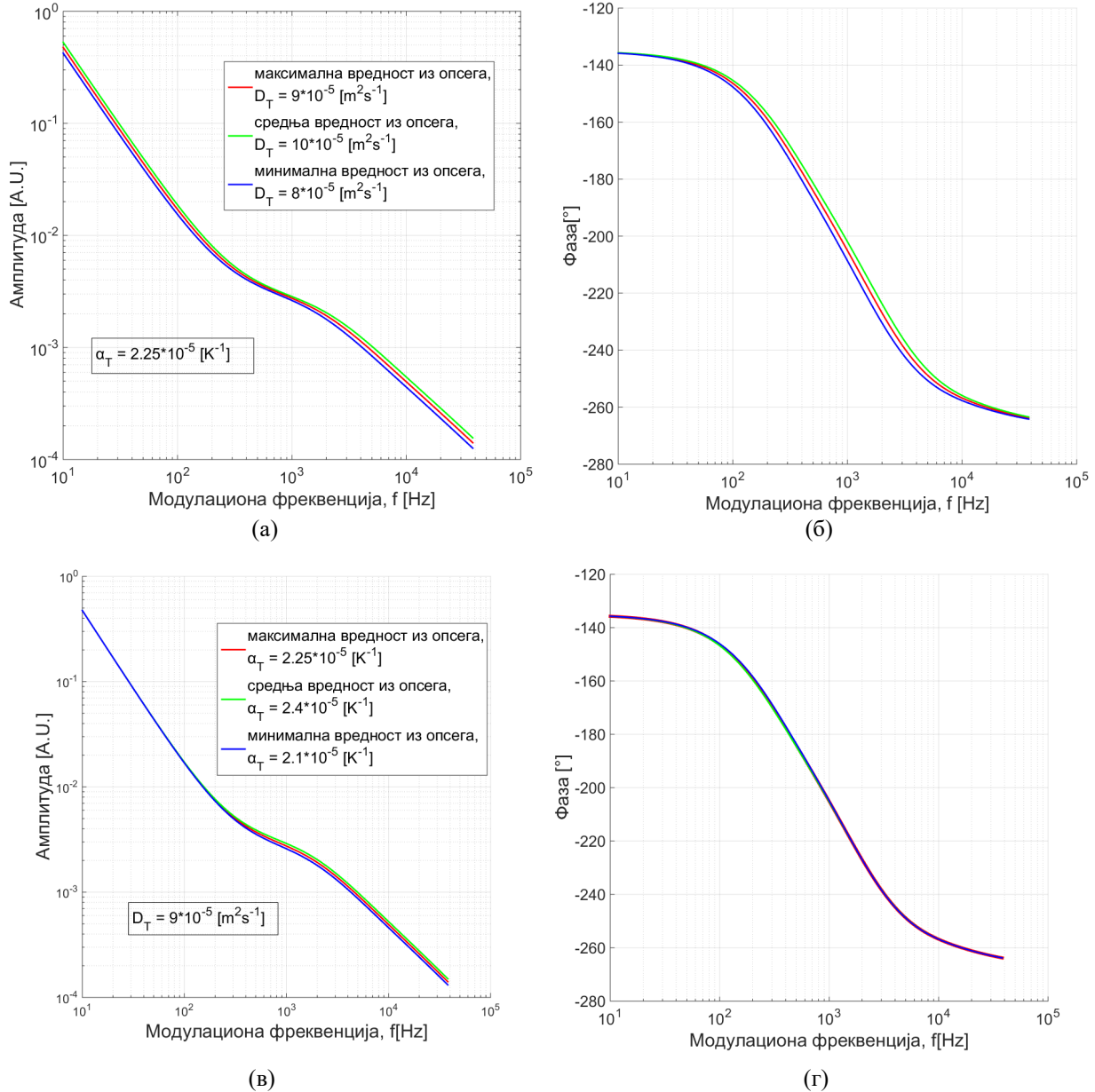
$D_T [\times 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}]$	82 – 90
$\alpha_T [\times 10^{-6} \text{ K}^{-1}]$	21 – 24
$k [\text{Wm}^{-1}\text{K}^{-1}]$	237
$\tau [\text{s}]$	10^{-12}

Табела 4.2 Фактори окружења, константе

$P_0 [\text{Pa}]$	1×10^5
$T_0 [\text{K}]$	300
$S_0 [\text{Wm}^{-2}]$	150

СУП се заснива на претпоставци конвергенције теоријско-математичког симулационог (ТМС) модела према унапред заданом ФА одзиву кроз низ узастопних промена сваког појединачног од посматраних параметара (D_T и α_T) једнопараметарским усаглашавањем (фитовањем) са фиксираном вредношћу преосталог параметра, а користећи унапред задата амплитудске и фазна мерења, наизменично [125]. Овај процес представља самоусаглашавање, одакле и потиче име процедуре. Свака итерација процеса резултује новом проценом оба параметра, и после више поновљених циклуса, линије симулираног ФА одзива треба да се поравнају у највећој могућој мери са унапред задатим

ФА одзивом (експерименталним подацима), на тај начин одређујући најбољу могућу комбинацију – уређени пар – вредности тражених параметара.



Слика 4.1 Утицај промене вредности, α_T , и D_T на амплитудски и фазни одговор алуминијума [125].

Као што је приказано на Слици 4.1, утицај α_T је више приметан у амплитудској него у фазној карактеристици ФА одзива, док се утицај D_T може видети у обема карактеристикама [125].

Ово је разлог за развој процедуре којом се из фазног сигнала одређује D_T , док се α_T одређује из амплитудског. Опсег вредности сваког од параметара који се користи у СУП-у бира се на основу података из литературе. Оба параметра, D_T и α_T се представљају као низови еквидистантно поређаних вредности унутар граница поменутог опсега. Укупан број ових вредности (max_res) представља резолуцију параметарског простора и задаје се на почетку. Изабрана резолуција одређује максималну грешку са којом се неки од параметара може одредити.

У првом циклусу процене, вредност α_T се поставља да буде једнака централној вредности опсега α_{T_0} , док се D_T посматра као низ, чиме се формира низ уређених парова (α_{T_0}, D_{T_i} , $i = 1: max_res$). За сваки од ових парова, симулира се ФА одзив, рачуна се фазна карактеристика и пореди се са фазном карактеристиком унапред заданог ФА одзива. Поређење се врши кориштењем формиране функције “*slicnost_PH.m*”. Ова функција рачуна збир квадратних одступања, одбирак по одбирак, и дели га са дужином фреквентног опсега тј. бројем одбирака. Изабрани фреквентни опсег одговара експерименталним могућностима ФА.

На овај начин, добија се вредност која се назива “кофицијент сличности”. Она представља степен поклапања линија које се пореде: што је нижи поменути кофицијент, већа је њихова сличност. Минимална вредност добијеног низа вредности кофицијента сличности одговара вредности параметра D_T чији се ФА одзив најбоље поклапа са заданим одзивом, и тиме је одређена итеративна вредност првог параметра, која ће се у следећој итерацији усаглашавати. Ова вредност се даље користи и у одређивању другог параметра, α_T из амплитудске карактеристике ФА одзива.

У другом циклусу процене, вредности прводобијеног параметра се придружују низу вредности α_T , чиме се формира низ уређених парова (D_T, α_{T_i} , $i = 1: max_res$). Као и пре, за сваки од ових парова симулира се ФА одзив, рачуна се амплитудска карактеристика и пореди се са амплитудском карактеристиком унапред заданог ФА одзива, одбирак по одбирак на унапред дефинисаном опсегу фреквенција, кориштењем друге формиране функције за поређење низова, “*slicnost_AMP.m*”. Као резултат, добија се нови низ кофицијената сличности, чија минимална вредност одговара вредности

параметра α_T , за коју се ФА амплитуда најбоље поклапа са заданом, чиме је одређена итеративна вредност и другог параметра. Ово је крај прве итерације, али не и целокупног процеса процене, с обзиром да ће ова вредност бити коришћена као почетна вредност у наредној за следеће одређивање параметра D_T , усто првобитно коришћене вриједности α_{T0} , чиме започиње следећа итерација. Итерације се понављају све док се не добију исти резултати у две узастопне итерације. Исти резултат у две узастопне итерације значи да је успостављена конвергенција, а одговарајући број изведених итерација се памти тј. снима. Тиме је СУП завршена, а њен резултат представљају вредности D_T , и α_T , као и број итерација у којима су ове вредности одређене.

4.1.2 Резултати

Како би била валидирана, СУП се покреће на подацима добијеним из контролисаног нумеричког експеримента, на основу модела датог једначинама (92,101-104,106,114-116). Релативна грешка процене параметра, као индикатор постигнуте конвергенције, се рачуна као процентуално одступање процене од унапред задане вредности.

Након тога, СУП се изводи на експерименталним резултатима, а добијене вредности параметара се пореде са очекиваним.

4.1.2.1 Самоусаглашена инверзна процедура – нумерички експеримент

Нумерички експеримент је осмишљен на следећи начин. Изводе се три анализе: Прво, десет насумично изабраних парова параметара се узима из еквиливантно уређеног ансамбла (одговарајућег параметарског опсега – “са лествице”). Ако је својство конвергенције СУП довољно изражено, очекује се да ће релативна грешка процене параметара бити нула, тј. СУП ће бити у стању да процени тачне вредности параметара, идентичне задатим [125]. Друго, један од параметара се насумице бира из еквиливантно уређеног ансамбла, док се други насумично одабира тако да се не поклапа ни са једном вредношћу из ансамбла. Сада се очекује да релативна грешка процене за параметар биран из ансамбла буде нула, док се релативна грешка процене за други параметар једноставно

памти/снима. Овај поступак се понавља десет пута за обе комбинације уређених парова параметарских вредности, и у оба случаја добија се десет вредности релативних грешака процене.

Коначно, уређени парови параметара се бирају тако да ниједна вриједност не одговара било којој вредности из одговарајућег ансамбла, а вредности релативне грешке процене се снимају унутар десет цикличних понављања.

При сваком понављању процене памти се број обављених итерација, а од интереса су максималне вредности. Резултати описаног нумеричког експерименталног процеса су приказани у Табели 4.3.

Табела 4.3 Примена СУП на резултатима нумеричког ФА експеримента на алуминијуму.

Комбинација параметара		D_T – из ансамбла α_T – из ансамбла	D_T – из ансамбла α_T – насумично	D_T – насумично α_T – из ансамбла	D_T – насумично α_T – насумично
средња релативна грешка процене [%]	D_T	0	0	0.01	0.009
	α_T	0	0.006	0.01	0.011
максимални број итерација		4	3	3	4

4.1.2.2 Самоусаглашена инверзна процедура – експериментални резултати

Коначно, СУП је примењена на експериментално добијеним подацима, са којих је уклоњен утицај мерног ланца путем методе засноване на неуронској мрежи (енг. *Artificial Neural Network*, ANN). На основу резултата анализе урађене путем нумеричког експеримента, где максималан број итерација никад не прелази 5, максималан број итерација је подешен на 10 (принцип редуваности). Број обављених итерација се, притом, добија као број итерација после кога се резултат више не мења. Резултати су приказани у Табели 4.4.

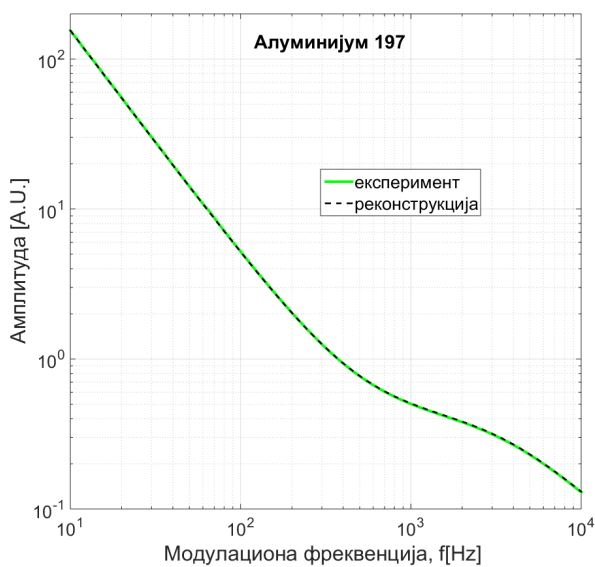
Табела 4.4 Примена СУП на резултатаима ФА експримента на алуминијуму.

Дебљина узорка [μm]		197	280
Процена параметра	$D_T [\times 10^{-5} \text{ m}^2\text{s}^{-1}]$	8.59	8.36
	$\alpha_T [\times 10^{-6} \text{ K}^{-1}]$	23.4	21
Број итерација		4	2

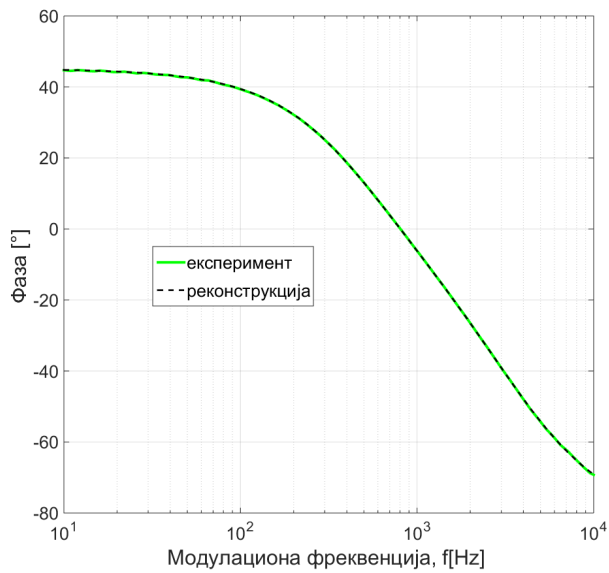
4.1.3 Дискусија

Резултати провере нумеричког експеримента су се показали усклађени са идејом самоусаглашености. Цикличне процене параметарских парова (D_T , α_T), као што је описано, конвергирале су према решењу које се у највећој мери поклапа са унапред задатим ФА одзивом. Теоријска разматрања су показала да описана процедура, на резолуцији од 500 тачака, увек “достиге” унапред задато решење унутар четири итерације, тако да је у нумеричком, као и у реалном експерименту касније, коришћен приступ са десет задатих итерација. Релативна грешка СУП је показала константну опадајући тенденцију кроз циклусе, са минималном вредношћу која се постиже после 4 итерације, у најгорем случају. Максимална вредност релативне грешке процене у нумеричком експерименту ниједном није премашила неку од очекиваних максималних вредности (одређених резолуцијом параметарског простора) од 0.025% и 0.04% за D_T , и α_T , редом.

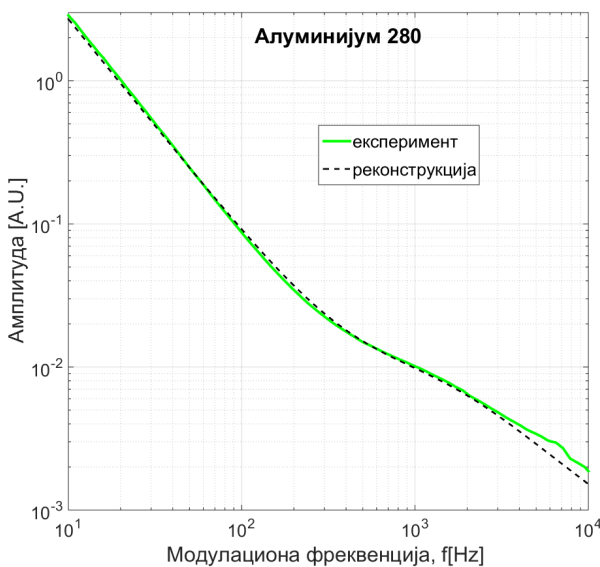
У погледу провере учињене на експериментално добијеним подацима са којих је уклоњен утицај мерног ланца методом заснованом на неуронској мрежи, све процене су се показале унутар очекиваних граничних вредности литературно доступних параметарских опсега. Када су експериментални подаци представљени паралелено са подацима реконструисаним на основу процењених параметара, визуелна сличност је била више него задовољавајућа. Реконструкција, Слика 4.2, је представљена за два узорка алуминијума дебљине 197 μm и 280 μm .



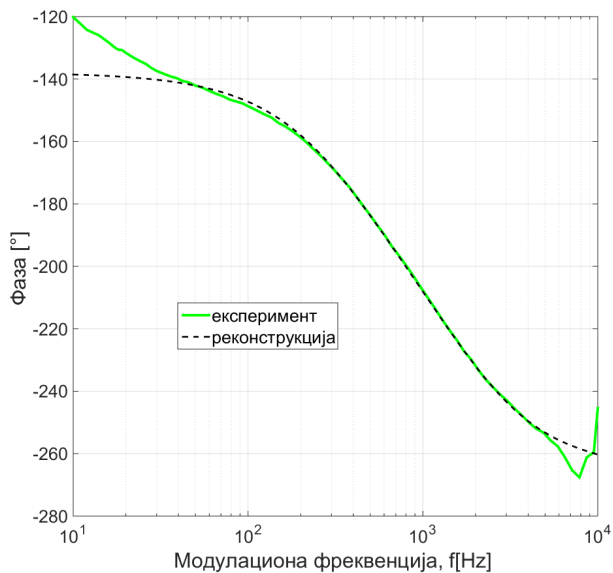
(а)



(б)



(в)



(г)

Слика 4.2 Експериментални резултати препроцесуирани неуронском мрежом (зелено) добијени снимањем узорака алуминијума дебљине 197 μm (а,б) и 280 μm (в,г) у паралели са реконструисаним подацима, заснованим на процењеним параметрима (црна испрекидана линија) [125].

4.2 Процедура процене коефицијента оптичке апсорпције заснована на одређивању термоеластичних својстава помоћу самоусаглашене инверзне процедуре

4.2.1 Увод

У складу са анализом спроведеном у Поглављу 3, ФА карактеризација материјала са високим степеном оптичке провидности се врше мерењем оваквих узорака у две позиције, у позицији када је оптички непровидни премаз осветљен и представља површински апсорбер и у конфигурацији обрнутог површинског апсорбера, односно у позицији када је оптички непровидан премаз на неосветљеној страни ради процене трију параметра материјала: коефицијента топлотне дифузивности D_T , линеарног коефицијента топлотног ширења α_T и оптичке апсорпције β .

Нумерички експеримент, који симулира експерименталну поставку, предвиђа рачунање ФА одзива прво у случају површинског оптичког апсорбера на осветљеној страни, када у ФА одзиву не постоји податак о оптичком коефицијенту апсорпције узорка, с обзиром да сва светлост бива апсорбована на упадној површини. Затим, ФА одзив се рачуна у позицији површинског оптичког апсорбера на неосветљеној страни, када светлост пролази кроз узорак пре него што се апсорбује на необасјаној страни узорка. Тада на ФА одзив, осим термоеластичних својстава, утиче и коефицијент оптичке апсорпције узорка [153].

Дакле, претпоставка постојања површинског апсорбера искључује информације о β у конфигурацији када је апсорбер обасјан, док имплицира присуство информације о β у конфигурацији када је апсорбер необасјан, на шта указују резултати експерименталног снимања ФА одзива у ПЛЛА [55]. На основу ове претпоставке, прва два параметра, D_T и α_T , се процјењују на симулираном ФА одзиву применом идентичног принципа као у описаном процесу на алуминијуму [125], док се параметар β процењује накнадно, при чему се при овим симулацијама користе процјењене вредности прва два параметра добијене применом СУП процедуре за површински апсорбер.

Процена параметра β се врши на два начина: из амплитуде и из фазе симуларног ФА одзива. Релативна грешка процене, као процентуално одступање од задате вредности, је и овај пут мерило поузданости методе.

Сви нумерички експерименти су рађени користећи литературне вредности за термоеластична својства, D_T и α_T узорака ПЛЛА на које је нанет танак премаз оптички непровидне боје. Задата вредност параметра β се добија насумичним одабиром вредности из широког опсега (10^3 - 10^6) m^{-1} које одговарају узорцима различите кристаличности.

Фреквентни опсег у коме се врши поређење линија ФА одзива приликом анализе СУП је од 50 до 4000 Hz. Овај опсег је одабран на основу експерименталне праксе, гдје се показало да се, накнадном обрадом неуронским мрежама и чишћењем експерименталног сигнала од утицаја мерног ланца [128,129], добијају линије снимљеног ФА одзива које су (визуелно) најсличнијег облика теоријским предвиђањима. Сматра се да су одступања у некоришћеним деловима мерног опсега последица утицаја мерног ланца.

Опсег посматраних дебљина, на основу анализе изведених симулација, сведен је на реперезентативних 11 тачака: 10, 30, 50, 100, 120, 140, 160, 180, 200, 250 и 300 μm .

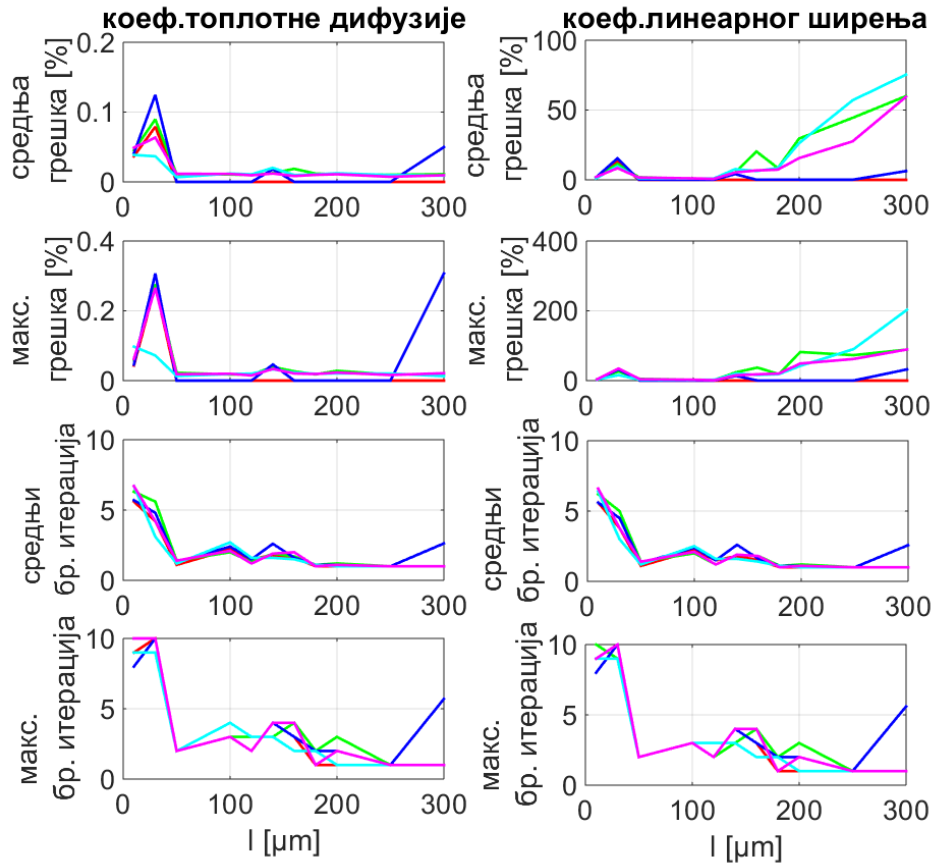
Својство конвергенције СУП се проверава кроз три поменуте анализе нумеричког експеримента:

1. одабир свих параметара из еквидистантно уређених ансамбла и процену истих,
2. одабир параметара ван поменутног ансамбла и процену свих параметара и
3. одабир и процену свих параметара ван еквидистантног ансамбла.

4.2.2 Резултати и дискусија

Релативна грешка процене параметра, као индикатор постигнуте конвергенције, се рачуна као процентуално одступање процењене од унапред задате вредности. Додатно, бележе се и максимална релативна грешка процене, број потребних итерација за постизање процене, као и време потребно за извођење прорачуна. На Слици 4.3 су

приказане средња и максимална релативна грешка приликом процене параметара D_T и α_T као и средњи максимални број итерација до постизања процене, све у функцији дебљине узорка.



Слика 4.3 Параметри СУП процедуре за процену вредности D_T (лево) и α_T (десно) за ПЛЛА узорке различите дебљине. Одозго надоле, редом приказане су: средња и максимална релативна грешка као и средњи максималан број итерација до постизања процене, приказани у функцији дебљине узорка. Црвене линије приказују резултате избора свих параметара из ансамбла, зелене приказују резултате када је D_T ван ансамбла, тамно плаве када је α_T ван ансамбла, светло плаве када су оба посматрана параметра ван ансамбла, а љубичаста када је, додатно, и β ван ансамбла (у пракси: поновљен претходно описани случај).

У погледу процене D_T и α_T приликом избора свих параметара из еквидистантно уређеног ансамбла (црвене линије), грешка (која је занемарљива у случају D_T) постоји до дебљине од 30 μm , после чега је нула, што значи да на посматраном опсегу СУП у потпуности тачно одређује вредности D_T и α_T по поменутом услову избора. Максимална

грешка, слично, не прелази 0.27% у случају D_T и 12.85% у случају α_T , и то само испод 30 μm – иначе је нула. Притом, посматрано кроз итерације, средњи број је у оба случаја 5.6, док је максимални број 9 и после 160 μm опада и тежи вредности 1.

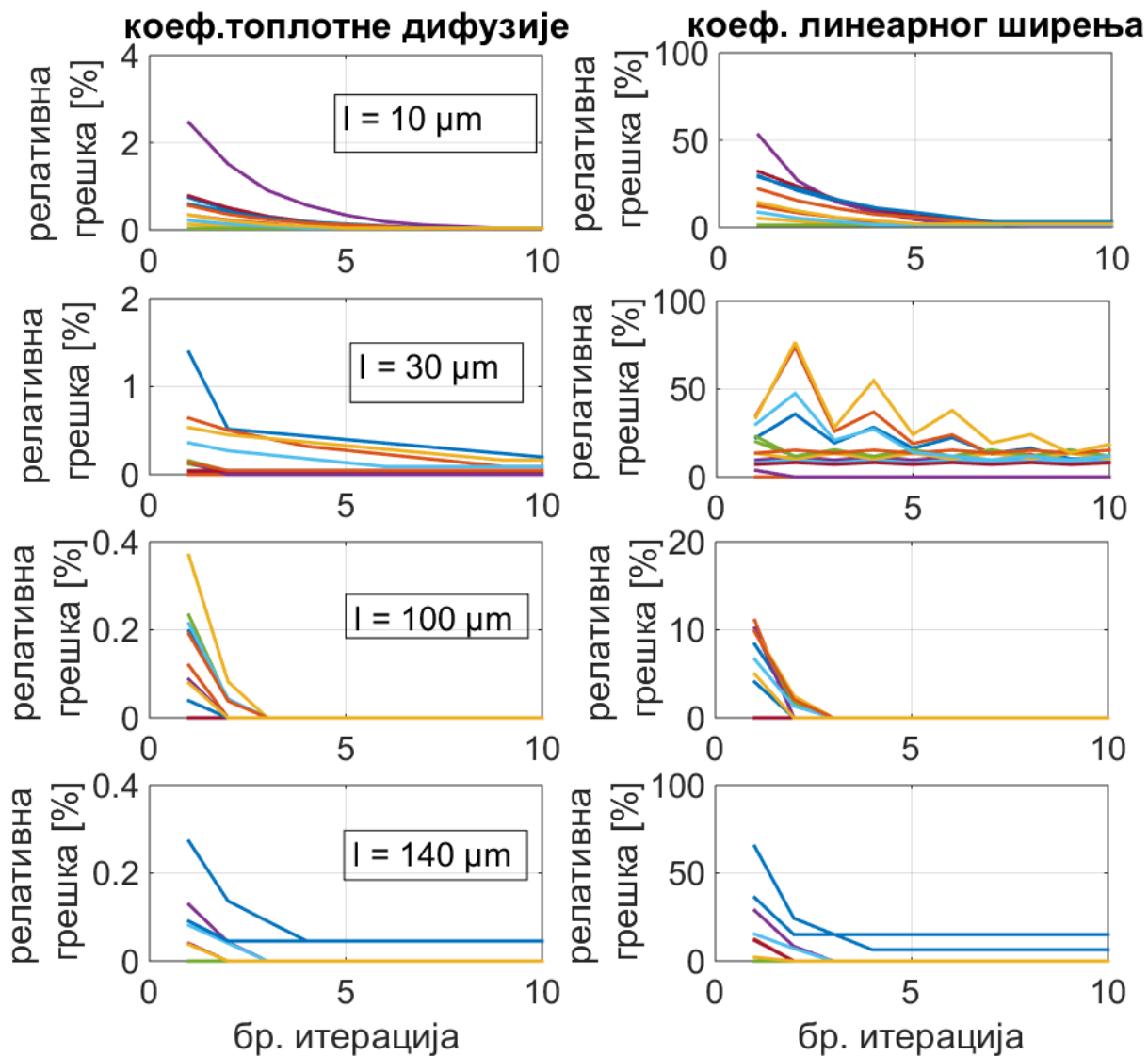
Одабиром D_T ван еквидистантно уређеног ансамбла (зелене линије), средња грешка процене D_T и α_T се повећава на свим дебљинама, као и максимална грешка: 0.28% у случају D_T , док у случају α_T , ова грешка до дебљине 140 μm не прелази 26%, али преко те дебљине стално расте до високог степена од 89%. У погледу броја итерација, средња вредност опада са порастом дебљине са 6.3 на 1, док се максимални број итерација за дебљине узорка преко 30 μm нагло смањује са 9-10 на 2-3 и надаље ка вредности 1.

У случају одабира α_T ван еквидистантно уређеног ансамбла (плаве линије), максимална грешка процене D_T од 0.3% се постиже на дебљинама од 30 и 300 μm , док је на свим дебљинама између поменутих и средња и максимална грешка нула. Максимална грешка процене α_T од 32.24%, се добија на дебљинама од 30 и 300 μm , док је на осталим дебљинама мања од 1%. Средњи број итерација не прелази цифру од 5.7 док је максималан број итерација 8, и то по правилу на најнижим дебљинама, испод 50 μm .

Када су оба параметра, D_T и α_T одабрана ван еквидистантно уређеног ансамбла (светло плаве линије), средња грешка процене D_T остаје занемарљиво ниска на целом опсегу дебљина (чак и на најмањим дебљинама је испод 0.05%!), док максимална грешка не прелази 0.1%. У погледу процене α_T , средња грешка процене не прелази 1.15% до 140 μm , док преко те дебљине нагло и непрекидно расте до вредности 75.4%. Максимална вредност грешке процене је на дебљини од 140 μm 20%, а преко те дебљине расте до 203%. Средњи и максимални број итерација не прелази, редом, вредност 6.7 и 9, а са порастом дебљине опадају ка вредности 1.

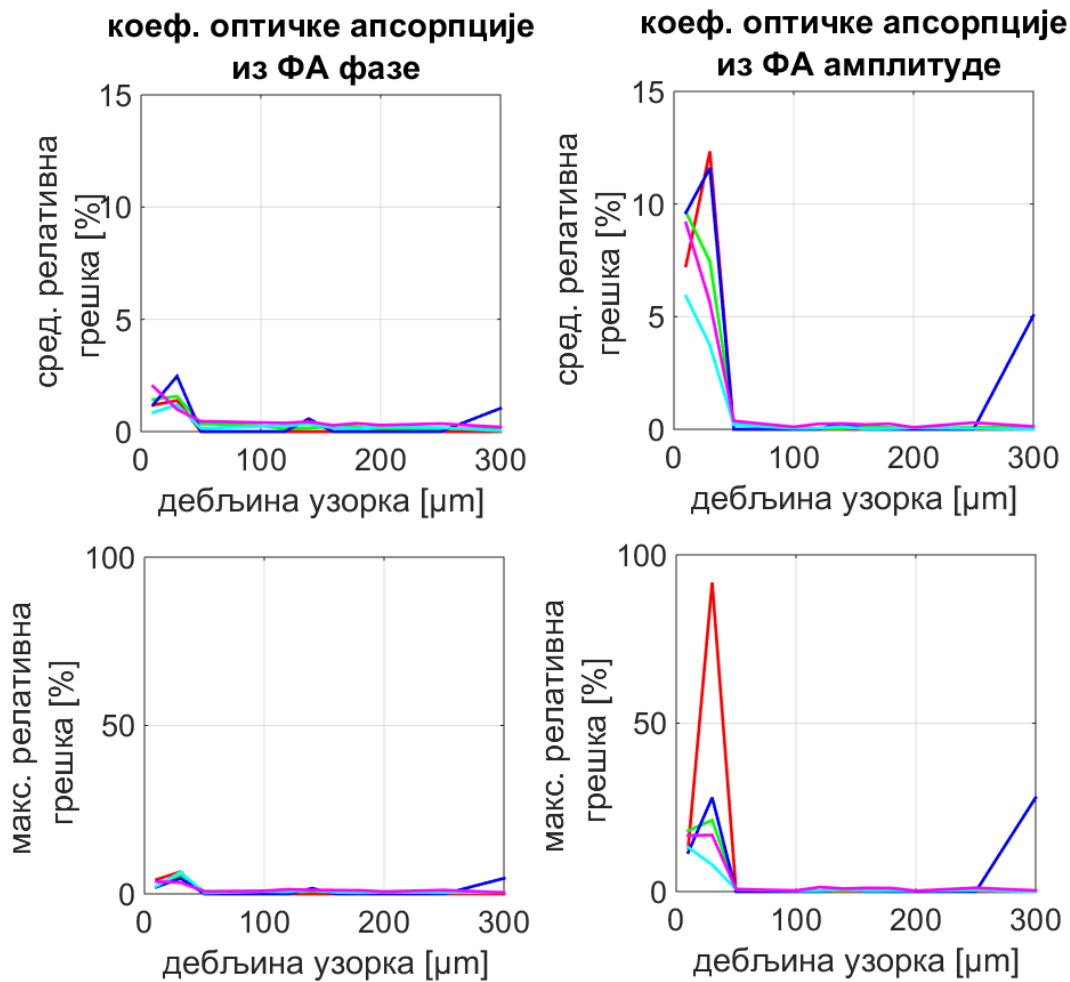
Коначно, одабиром свих параметара ван еквидистантно уређеног ансамбла (љубичасте линије), средња грешка процене D_T остаје веома ниска на целом опсегу дебљина: нигде не прелази 0.02% осим на најнижим дебљинама где достиже 0.05%, док максимална грешка не прелази 0.26% (и то на 30 μm). У погледу процене α_T , средња грешка процене не прелази 2% на дебљинама узорка, између 30 и 140 μm , на овој

дебљини достиже 5.3%, док преко те дебљине нагло и непрекидно расте до вредности 59.5%. Максимална вредност грешке процене је 15.43% на 140 μm , а преко те дебљине расте непрекидно до 89.21%. Средњи и маскимални број итерација не прелазе, редом, вредности 6.7 и 10, а са порастом дебљине, преко 30 μm , опадају ка вредности 1.



Слика 4.4 Релативна грешка процене параметара D_T (лево) и α_T (десно) у функцији броја итерација за већи број насумично изведених процена (линије разних боја, при чему су исте боје на сликама лево и десно индикатор истих извођења СУП), и за више дебљина узорка: одозго на доле, редом, за дебљине 10, 30, 100 и 140 μm .

Примећено је да на дебљинама узорка од 30 и 140 μm долази до повећања вредности средњих и максималних релативних грешака процене, независно од режима СУП који се примењује. На овим дебљинама је и средњи и максимални број потребних итерација увећан у односу на резултате добијене на осталим вредностима дебљине. Приказ релативних грешака процене по извршеним итерацијама појединачно спроведених циклуса СУП (у случају избора параметара из еквидистантно уређеног ансамбла), дат је на Слици 4.4. Приликом спровођења нумеричког експеримента он служи као индикатор исправности процеса и пружа увид у понашање система на поменутиим дебљинама.



Слика 4.5 Процена β из фазе (лево) и из амплитуде (десно) ФА одзива, приказана у функцији дебљине узорка, на широком опсегу дебљина. Црвене линије приказују резултате избора свих параметара из ансамбла, зелене приказују резултате када је D_T ван ансамбла, тамно плаве када је α_T ван ансамбла, светло плаве када су оба посматрана параметра ван ансамбла, а љубичаста када је и β ван ансамбла.

Дубљом анализом, Слика 4.4, на дебљинама 30 и 140 μm уочљива су одступања од тенденција смањивања вредности грешака процене или броја итерација потребних за процену, иначе присутних на осталим дебљинама узорка (на осталим дебљинама вредности грешака су нула, а број итерација је испод 2). Узрок описаног понашања се може повезати са разматрањима објављеним у [156].

У погледу одређивања трећег параметра, коефицијента оптичке апсорпције β , генерализована СУП је показала својства која су најбоље приказана на Слици 4.5. Са Сlike 4.5 се јасно види да постоји “регион” дебљина од 50 до 250 μm у коме је грешка одређивања β веома мала, односно где се СУП може сматрати поузданим средством за одређивање тог параметра. Овакав резултат, заједно са анализом и дискусијом спроведеним у Поглављу 3.3 и у литератури [156] указује на следеће чињенице: када је узорак врло танак, апсорбује се веома мала количина топлоте, која у мерном фреквентном опсегу ФА не може да се раздвоји од утицаја оптички непровидног премаза.

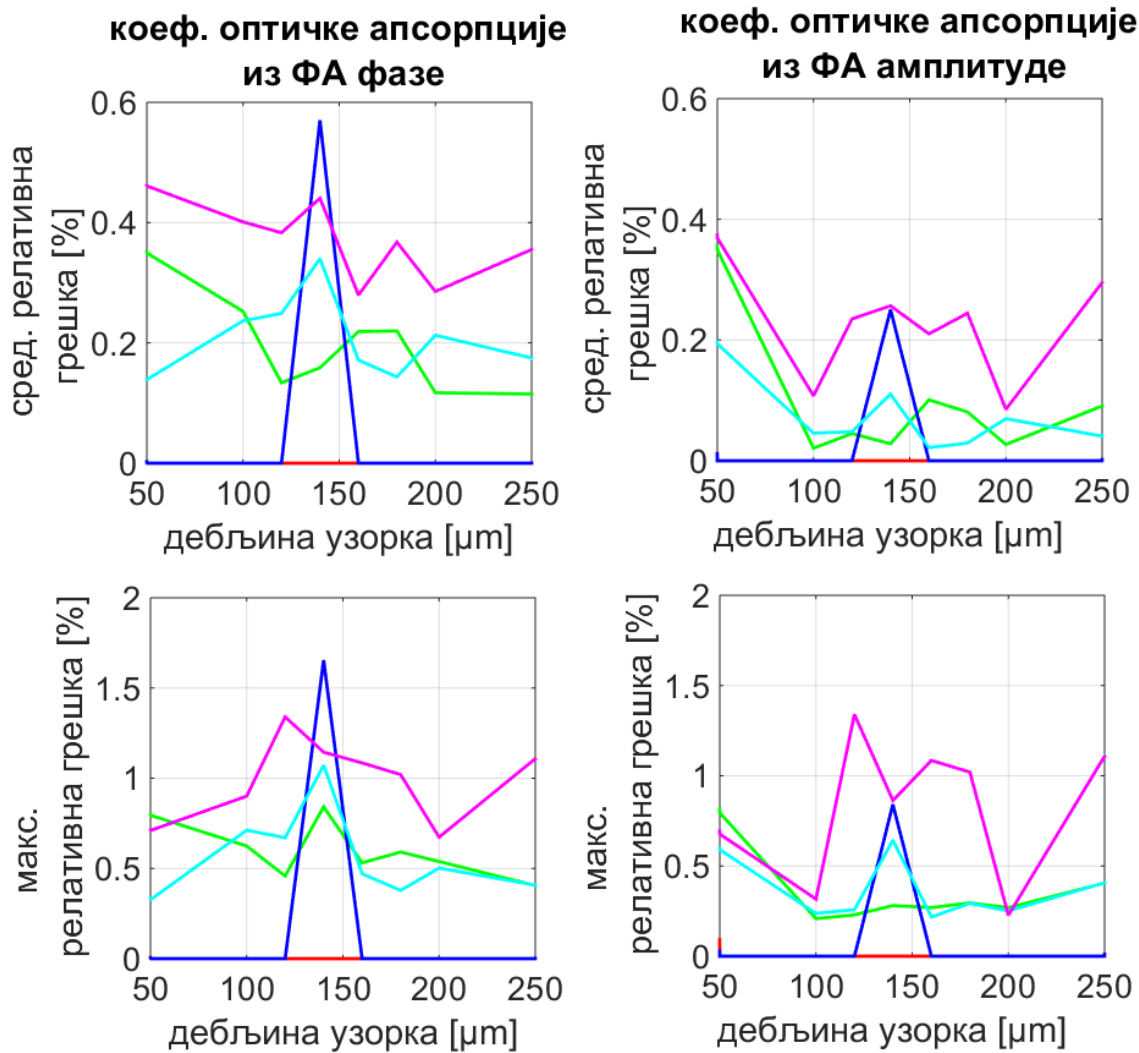
Такође, анализом Сlike 4.5, на први поглед намеће се закључак да је одређивање коефицијента оптичке апсорпције из фазе ФА одзива поузданије, с обзиром на високе вредности релативне и максималне грешке процене на најнижим и највишим вредностима разматраних дебљина узорка.

У Табели 4.5 приказани су коначни резултати нумеричког експеримента на ПЛЛА:

Табела 4.5 Резултат СУП изведене на ПЛЛА

Комбинација параметара		D_T – из ансамбла α_T – из ансамбла β – из ансамбла	D_T – насумично α_T – из ансамбла β – из ансамбла	D_T – из ансамбла α_T – насумично β – из ансамбла	D_T – насумично α_T – насумично β – из ансамбла	D_T – насумично α_T – насумично β – насумично
средња релативна грешка процене [%]	D_T	0.01	0.02	0.02	0.02	0.02
	α_T	1.3 (0)	16.79 (13.95)	2.58 (0.61)	17.71 (13.6)	12.35 (8.24)
	$\beta - ph$	0.23 (0)	0.43 (0.19)	0.48 (0.07)	0.34 (0.2)	0.56 (0.37)
	$\beta - amp$	1.78 (0)	1.63 (0.09)	2.41 (0.03)	0.93 (0.07)	1.52 (0.22)
средњи максимални број итерација		3.63	3.82	3.88	3.63	3.63

Међутим, увођењем ограничења за опсег дебљина узорка и приказивањем истих резултатата на датом опсегу, добија се ситуација приказана на Слици 4.6, где се недвосмислено уочава да су у скоро свим режимима анализе нивои средње као и максималне грешке одређивања β нижи у случају одређивања из амплитуде у односу на одређивање из фазе.



Слика 4.6 Процјена β из фазе (лево) и из амплитуде (десно) ФА одзива, приказани у функцији дебљине узорка, на широком опсегу дебљина. Црвене линије приказују резултате избора свих параметара из ансамбла, зелене приказују резултате када је D_T ван ансамбла, тамно плаве када је α_T ван ансамбла, свијетло плаве када су оба посматрана параметра ван ансамбла, а љубичаста када је и β ван ансамбла. Приказ исти као на Слици 5, на суженом опсегу дебљине узорка.

То је и показано у Табели 4.5 која даје средње вредности грешака процене појединачних параметара, а вредности у заградама се односе на опсег дебљина од 50 до 250 μm . Ове вредности су мање у случају процене β из амплитуде.

На основу спроведене анализе и анализе теоријског модела изведеног у Поглављу 3, може се закључити да дебљина узорка утиче на ширину фреквентне области у којој је утицај коефицијента линеарног ширења значајан али и на апсорбанцу. Када је узорак материјала са високим степеном провидности већи од неке дебљине, апсорбанца је већа, али се утицај коефицијента линеарног ширења и коефицијента апсорпције преплићу у целом мерном опсегу, па би за дебље узорке требало развити процедуру додатног усаглашавања ова два својства и дебљине узорка са циљем постизања веће тачности одређивања оба својства.

Максимални утврђени број итерација приликом одређивања параметара D_T и α_T је на свим дебљинама и у свим комбинацијама одабира испод 10, са ретким случајевима када достиже ту вредност. Притом, присутна је стална тенденција опадања релативне грешке процене кроз итерације, па је у свим случајевима избора параметара D_T и α_T почетна идеја самоусаглашавања система потврђена као ваљана.

По вредности релативне грешке процене D_T , може се рећи да СУП даје веома добре резултате и да са високом поузданошћу процењује тај параметар.

С друге стране, повремено велика вредност средње грешке одступања процене α_T чини процедуру мање поузданом у одређивању овог параметра у читавом опсегу дебљина. Опет, у суженом опсегу (50-160) μm грешка постаје прихватљива, а самим тим и поузданост одређивања овог параметра. Такође, примећује се да одабир параметра D_T ван еквидистантног ансамбла (и последично повећање грешке процене истог), драстично повећавају грешку одређивања параметра α_T . Коначно, грешка процене α_T је увек већа од грешке процене D_T .

Закључак који се намеће на основу Слика 4.5 и 4.6 је да је процена оптичког коефицијента апсорпције β поузданија из амплитуде него из фазе Φ_A одзива на утврђеном ужем опсегу дебљина узорка (50-160) μm док, је изван овог опсега дебљина сврсисходније коришћење фазе Φ_A одзива за процену β .

Добијени резултати инверзне процедуре, заједно са резултатима анализе теоријског модела из Поглавља 3, указују на потребу развоја усаглашавања између коефицијента оптичке апсорпције, коефицијента линеарног ширења и дебљине узорка, посебно за дебље узорке, ради повећања тачности ФА одређивању оптичких својстава узорака са високим степеном оптичке провидности, што је предмет наших даљих истраживања.

5 Експериментални резултати

Предмет експерименталних испитивања у овој дисертацији је фреквентна ФА метода за испитивање материјала ниског степена унутрашњег уређења и мале апсорбансе, попут полимерних материјала или хидрогелова.

На узорке од описаних материјала неопходно је нанети високоапсорбујући слој, чиме снимани ФА сигнал зависи од оптичких и термоеластичних својстава оба слоја. Применом развијене инверзне процедуре, ова зависност се ставља у функцију анализе мерених узорака, са конкретним циљем добијања оптичких и термоеластичних својстава истих.

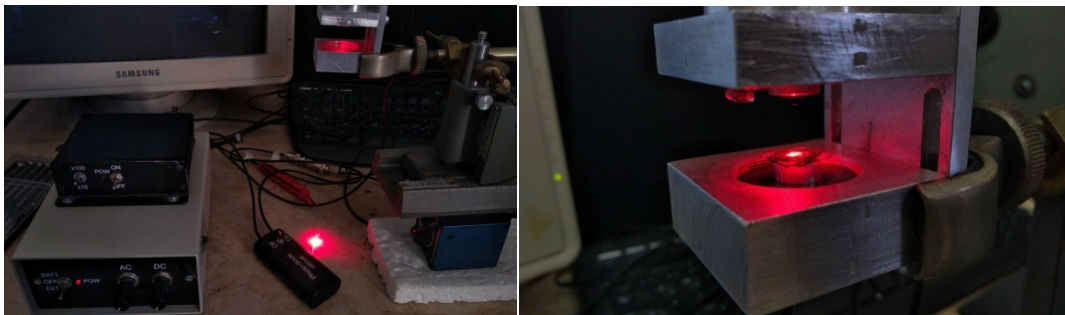
Дугорочни циљ овог истраживања је проширење могућности ФА карактеризације материјала и повећање тачности исте. Са практичне стране, примена овако добијених експерименталних резултата може бити у осликавању материјала са ниским степеном уређења, (попут ткива и сличних вештачких материјала) док се са теоријског становишта, прецизнијим одређивањем динамичких параметара (попут брзине простирања топлоте), доприноси разумевању транспортних процеса у срединама са ниским степеном унутрашњег уређаја.

Сва испитивања су изведена на експерименталној поставци описаној у [36], у Лабораторији за Фотоакустику Института за Физику - Земун, Универзитета у Београду.

5.1 Експериментална поставка

Гас-микрофонска апаратура која се описује у овом раду, Слика 5.1, конструисана је ради снимања фреквентног ФА одзива непровидних узорака у трансмисионој конфигурацији. Периодична промена притиска настала услед ФА ефекта се микрофоном претвара у електрични (напонски) сигнал који даље одлази на обраду и тумачење, а који се може корелисати са различитим параметрима система, условима снимања или карактеристикама материјала.

Фреквентна метода подразумева синусну модулацију интензитета упадног ЕМ зрачења а снимљени одзив се посматра у функцији фреквенције модулације. Сходно томе, потребно је остварити правилну модулацију побудног сигнала као и издвајање специфичне компоненте одзива, на задатој фреквенцији модулације, што указује не потребу за коришћењем лок-ин (енг. *lock-in*) појачавача, који управо то ради, издваја сигнал тачно одређене учестаности.



Слика 5. 1 Фотографије апаратуре.

У конфигурацији која се описује, модулисана побуда и лок-ин појачање снимљеног сигнала остварују се употребом звучне картице компјутера. Модулисана побуда облика синусоиде добија се на излазу картице док се одзив из снимљеног сигнала издваја софтверски, фреквентном анализом снимљеног сигнала на једном од улазних канала и поређењем истог са референтним сигналом који се доводи на други улаз картице.

У овој поставци, описаној у раду [36], одзив узорка се снима у трансмисионој конфигурацији, и користи се концепт ФА ћелије минималне запремине [20,71,123]. Фотоакустична ћелија минималне запремине је надограђен, адаптиран електретски микрофон, где је унутрашњост микрофона искоришћена као резонатор ФА ћелије. Тај концепт подразумева да је запремина фотоакустичне ћелије највећим делом заправо запремина саме микрофонске шупљине, док трансмисиона конфигурација подразумева да се оптички извор и микрофон налазе са различитих страна узорка [54]. Из снимљеног сигнала фотоакустички одзив се издваја уз помоћ лок-ин појачавача. Коначни резултат експеримента представљају интензитет фотоакустичког одзива нормализован на референтни сигнал и фазна разлика између снимљеног и референтног сигнала.

Синусидални сигнал формира звучна картица на свом излазу (line out). Тај напонски сигнал прима драјвер ласера који има независно напајање и који формира побудни струјни сигнал идентичног облика. На тај начин се на континуални сигнал ласера уписује промењива компонента која служи за формирање фотоакустичког одзива.

Звучна картица има два одвојена улазна канала (line in1/2), од којих један служи за референтни сигнал, који је потребан за поређење, док други служи за снимљени одзив. Референтни сигнал се добија са фотодиоде која је постављена близу побудног ласера. На овај начин се прати облик светлосног сигнала који доспева на површину узорка као и његов средњи интензитет на задатој фреквенцији модулације, што је битно за одређивање нормализоване амплитуде и фазног кашњења сигнала.

Из снимљеног одзива фотоакустички сигнал се издваја помоћу лок-ин појачавача који је реализован софтверски. На тај начин је добијен први уређени пар који представљају амплитуда издвојеног сигнала и његово фазно кашњење у односу на референтни сигнал, за задату модулациону фреквенцу.

С обзиром да фреквентни фотоакустички одзив подразумева снимање амплитуде и фазе у функцији фреквенције модулације, описана снимања се обављају на различитим фреквеницама модулације. па је улога лок-ин појачања суштинска. С обзиром да коришћена звучна картица подржава одабирање (семпловање) на 8 kHz и 44 kHz, фреквентна анализа снимљеног сигнала, на основу Никвистове (Harry Nyquist) теореме, врши се у два опсега: од 10 Hz до 2 kHz и од 8 kHz до 20 kHz.

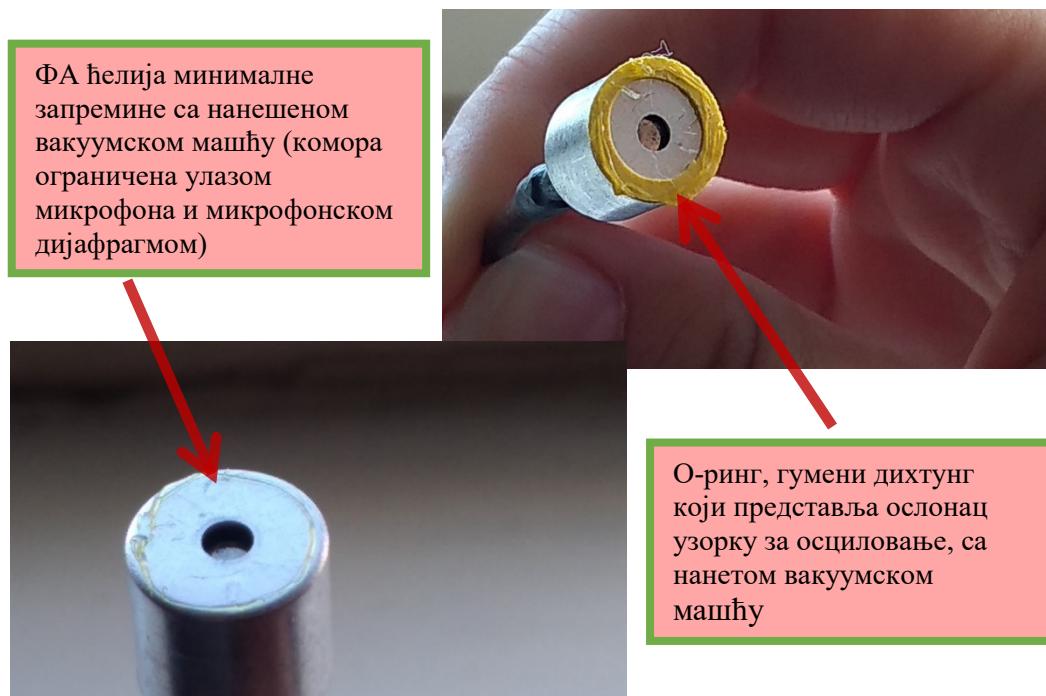
Како би се максимално искористио напонски опсег који покрива улаз картице после микрофона је реализован појачавачки степен: помоћу стандардних појачавача ОП 37 постигнута су појачања од 10 и 100 пута. У циљу елиминације шума електричне мреже појачавачки степен има метални оклоп и независно напајање у виду две редно везане батерије од по 9 V.

Међутим, пошто са порастом фреквенције модулације интензитет фотоакустичког сигнала опада, удео шума у издвојеном сигналу расте. Зато је неопходно на исти начин под истим условима снимити и шум, тј. одзив система кад је побуда активна, а узорак није

побуђен. Ово се реализује тако што се снимање понови на свим фреквенцијама побуде, али са уграђеним непрозирним застором који спречава продирање светлости до узорка. Када интензитет шума и снимљеног сигнала постану упоредиви, снимљени фотоакустички одзив више није могуће са сигурношћу издвојити, па сигнал на вишим фреквенцијама постаје неупотребљив. Такође, груписање снимљене фазе шума индикатор је присуства паразитског сигнала који је онда могуће одузети од снимљеног сигнала. На овај начин се на вишим фреквенцијама, под условом да је интензитет шума довољно низак, може додатно истаћи облик снимљеног фотоакустичког одзива.

Обично се користи узорак кружног облика који је ослоњен на веома танак контактни прстен целом дужином своје ивице па се читав систем може сматрати „једноставно ослоњеном плочом“ (енг. *simply supported plate*) [35].

Да би у се микрофонској шупљини постигао задовољавајући ниво промене притиска услед осациловања на улазу, неопходно је да постоји и заптивање, односно да не постоји „цурење“ сигнала у околину.



Слика 5.2 Експериментална реализација концепта „једноставно ослоњене плоче“ у гас-микрофонској фотоакустици.

С обзиром да су ово два контрадикторна захтева, у експерименталној реализацији се користи довољно танки гумени прстен (о-ринг, ширине ~ 1 mm) који се поставља по ивици микрофона, а заптивање се постиже наношењем танког слоја вакуумске масти на све контактне површине, Слика 5.2.

5.1.1 Процедуре припрема снимљених сигнала и података за обраду и тумачење

Тема овог дела поглавља су управо кораци који се предузимају како би се снимљени сигнали превели у сирове податке, а сирови подаци превели у оно што сматрамо резултатом експеримента, односно облик погодан за даљу обраду и тумачење у складу са усвојеним теоријским моделима.

Описана мерна апаратура за резултат даје нормализовани фреквентни фотоакустички одзив испитиваног узорка. Међутим, финални исход експеримента у поменутом облику резултат је обраде сирових података, добијених након снимања одзива на каналима СН1 и СН2 звучне картице.

Обрада и тумачење експерименталних резултатата подразумевају да се подаци налазе у дигиталном (текстуалном, ASCII) формату, погодном за учитавање, манипулисање, поређење у бројним програмима који се користе у те сврхе. Међутим, сигнали који се спроводе до улаза звучне картице представљају напонске варијације, пренесене проводницима, које су суштински аналогни електрични сигнали. Превођење ових сигнала у функционално употребљиве податке у дигиталном формату обавља се у звучној картици и у рачунару, коришћењем различитих програмских пакета, у више корака:

1. Први корак је одабирање (семпловање), које на машинском нивоу представља аналогно дигитално претварање – АДЦ;
2. Други корак је фреквентна (Фуријеова) анализа која се одвија софтверски у аквизиционом рачунару, симулира лок-ин појачање и за резултат даје прве (сирове) резултате експеримента у функцији побудне фреквенције.

Од тачке уласка у рачунар, ове информације се посматрају као подаци а не више као сигнали, обзиром да је њихов облик дигитални а не аналогни. Надаље се обрада података може одвијати и на софтверским пакетима инсталираним и на другим рачунарима, с обзиром на то да су сирови резултати у преносивом формату и представљају верну представу снимљеног сигнала, у границама могућности коришћене опреме, тј. карактеристика звучне картице.

3. Трећи корак је цртање и „ручно чишћење“ снимљеног одзива;
4. Четврти корак је векторско усредњавање снимљених података;
5. Пети корак је „спајање“ линија снимљених у различитим опсезима (и на различитим појачањима) како би се добио континуирани приказ ФА одзива у целом фреквентном региону;
6. Шести корак је коначно скалирање на реално постигнути однос сигнал-шум;
7. Седми, и последњи корак, је одузимање снимљеног „кохерентног шума“ изнад одређене фреквентне границе, ако су се стекли услови за поменуту радњу.

После ових седам корака, може се сматрати да је снимљени ФА одзив преведен у коначни експериментални резултат, те да је спреман за даљу обраду и тумачење помоћу теоријских модела.

Пошто нормализациони метод који се овде примјењује захтева да се надаље посматра однос амплитуде микрофонског сигнала и оног са фотодиоде како би се превазишла неконзистентност у фреквентном одзиву побудног драјвера, као први главни резултат мерења се добија нормализована амплитуда ФА одзива на одређеној фреквенцији. Други главни резултат је снимљени, тј. процењени, фазни померај између микрофонског сигнала и оног са фотодиоде на истој унапријед одређеној фреквенцији побуде. Понављање описаног поступка за већи број предефинисаних фреквенција побуде резултира добијањем фреквентног ФА одзива испитиваног материјала.

5.1.1.1 Аналогно дигитално претварање, Никвистова теорема

Мерени сигнал се до АДЦ доводи проводником-каналом, где бива пребачен у облик погодан за машинску обраду. Процес конверзије се може, у случају временски

промењивих сигнала, поделити на два аспекта. Први аспект се односи на бележење тренутне вредности сигнала на улазу, док се други односи на бележење његових вредности у времену у складу са теоријом одабирања – семпловањем. Оба аспекта имају своју тачност и резолуцију.

Основни концепт претварања сигнала из аналогног у дигитални облик своди се на поређење. У складу са бројем доступних битова (машинских меморијских локација) утврђује се, коришћењем бинарног система, максималан број дозвољених вредности мерења, те се на тако формираној замишљеној „скали“ мапира мерена вредност. Ово се постиже коришћењем простих логичких електронских кола, а резултат се памти у бинарном облику. Број битова одређује густину скале, односно резолуцију мерења. Нпр. мерење напона у опсегу од -5 V до $+5\text{ V}$ са 8 предвиђених битова претпоставља $2^8 = 256$ комбинација, односно резолуцију од око 40 mV .

У случају посматране апаратуре, то значи да се одређени број пута у јединици времена понавља корак читавања, дискретизовања канала CH1 и CH2: напонски ниво који је доведен на улаз звучне картице се пореди са неким референтним напонам (максималним који хардвер картице може да прочита) и у односу на исти се мапира у један од 32768 нивоа (овај број представља „горњу“ половину укупне скале коју формира 16-битна картица – укупан број нивоа је два пута већи: $2^{16} = 65536$), чиме се конкретни читани напон (у волтима) тако претвара у дискретну бездимензиону величину (обичан број у бинарном запису).

5.1.1.2 Фреквенција одабирања –се одређивање Никвистовом теоремом

Никвистова теорема тврди да се из одређеног сигнала могу снимити само оне фреквенције које су минимум два пута мање од фреквенције одабирања приликом АД конверзије [157,158]. За каснију успешну реконструкцију снимљеног сигнала, неопходно је да ова теорија буде испоштована: за брзо промењиве аналогне сигнале потребна је виша фреквенција семпловања, док је за спорије промењиве или чак константне сигнале довољна и нижа.

С обзиром да звучна картица која је у употреби у посматраној апаратури има два режима одабирања, 8 kHz и 44 kHz, лако се могу закључити фреквентни опсежи који могу бити покривени: у првом режиму максимална фреквенција које се може идентификовати је 4 kHz док је у другом то 22 kHz. Теоретски, картица би могла да се употреби само у другом режиму одабирања, али би онда опсег ниских фреквенција имао превише одбирака. У пракси, до побуних фреквенција од 2 kHz користи се први режим одабирања, док се преко 2 kHz (и до максималних 20 kHz) користи други режим.

С друге стране, тачност мерења представља статистичку категорију и резултат је више, међусобно независних, грешака које потичу из сензорских аномалија, појачања сигнала, буке, напонског помераја (офсет), АДЦ квантизације (грешка резолуције итд). Ова разматрања се тичу процеса калибрације, што се обично одиграва у фабричким, строго контролисаним условима.

У посматраном случају, снимања акустично-фреквентног одзива користи се два опсега снимања, због рационалног коришћења ресурса, што процесора, што меморије. С обзиром на то да звучна картица може да ради семпловање на 8 kHz и 44 kHz, наш опсег снимања је подељен два дела: у првом делу, (20-2 k) Hz, семпловање се ради на 8 kHz, а у другом делу, (2-21) kHz семпловање се ради на 44 kHz.

Сваки појединачни ФА одзив (на одређеној фреквенцији модулације) има свој период трајања који се дели на два дела: период стабилизације одзива и период усредњавања. Овако осмишљена процедура има за циљ минимизовање грешке услед шума приликом АД конверзије снимљеног сигнала. Дакле, у првом опсегу снимања 20 Hz – 2 kHz сваки појединачни одзив се снима 10 секунди, од којих се првих 8 s „чека“ да се осигура стабилан фреквенцијски ФА одзив, док се одабирање и АД конверзија врше само у последње 2 s интервала. Аналогно томе, у високофреквентном опсегу (2-2k)Hz, време снимања је ограничено на 2 s, од тога на описану стабилизацију отпада 1.5 s, док се претварање (тј. снимање) врши само у последњој половини секунде.

Овако снимљени и у меморији похрањени подаци се касније користе у даљој обради за реконструкцију сигнала фреквентног ФА одзива.

5.1.1.3 Фреквентна анализа (Фуријеова) – лок-ин појачање

Једна од основних аналитичких техника у обради сигнала је анализа путем Фуријеове трансформације. Теорија каже да се сваки сигнал у времену може представити бесконачним збиром основних синусоидалних сигнала понаособ фазно померених и множених тежинским факторима:

Фуријеовом анализом се добија скуп поменутих тежинских фактора, који представљају удео поменутих основних синусоида у испитиваном сигналу. Ове вредности, као функција поменутих фреквенција представљају дати сигнал у фреквентном домену.

Претпоставка експеримента је да само једна синусоида, једна компонента од њих безброј, заправо представља резултат фотоакустичког ефекта. Учесталост те синусоиде је управо једнака побудној учесталости, и тај податак је од почетка познат (с обзиром да је побудни сигнал задат на излазном крају картице), и процењена вредност амплитуде и фазни померај управо те компоненте су оно што треба одредити.

Приликом Фуријеове трансформације такође важи Никвистова теорема, при чему је Никвистова фреквенција у овом случају, фреквенција семпловања: максимална фреквенција основне синусоиде у посматраном сигналу је два пута мања од фреквенције семпловања сигнала. У пракси то значи да ће после обављене Фуријеове трансформације представа посматраног сигнала у фреквентном домену да садржи информацију о заступљености фреквенција само до вредности два пута мање од фреквенције семпловања.

Сигнал добијен Фуријеовом трансформацијом је у функцији фреквенције, односно анализом се из временског прелази у фреквенцијски домен. Тај и такав сигнал се инверзном Фуријеовом трансформацијом може превести назад у временски домен, чиме се врши реконструкција оригиналног сигнала. Међутим, погрешан избор фреквенције одабирања, неусклађен са Никвистовом теоремом, може резултирати лошом реконструкцијом снимљеног сигнала. Када се у сигналу налази фреквенција која је виша од максималне фреквенције (по Никвистовној теореме), приликом Фуријеове анализе, погрешно се уочава непостојећа нижа фреквенција (алиас) чиме се (погрешно) увећава

њен тежински фактор. Овај ефекат назива се алијасинг (енг. *aliasing*), а у фреквентној представи манифестује се назубљеношћу карактеристике. Овај се проблем најједноставније решава филтрирањем.

Када се сигнал може сматрати исправно преведеним у дигитални облик, дакле дискретизован на исправној учестаности одабирања, приступа се фреквентној анализи. Добијени подаци се математички пореде са симулираном синусоидом задате учестаности (једнаке побудној) и на основу конволуције се добија снага само симулиране компоненте у снимљеном сигналу. Процес је основа рада лок-ин појачавача, и за циљ има издвајање конкретне компоненте снимљаног сигнала уз занемаривање остатка.

Овај податак представља амплитуду ФА одзива сниманог материјала (канал СН1). С обзиром да је ниво одзива директно пропорционалан интензитету побудног зрачења, а услед несавршености побудног апарата амплитуда побудног зрачења може благо варирати у функцији фреквенције, амплитуда одзива се дели снимљеним интензитетом сигнала на фотодиоди (канал СН2) – тако се поменута варијација елиминише и овако нормализовани интензитети (у функцији различитих побудних учестаности) се могу поредити. Нормализована амплитуда ФА одзива је први сирови податак у експерименту.

Следећи сирови податак је фазно кашњење лок-ин компоненте снимљеног одзива у односу на побудни сигнал. Ова два податка представљају уређени пар, а могу се посматрати и кроз комплексни запис, као број. Уопштено говорећи, сваки снимљени сигнал, преведен у дигитални запис, може се посматрати на овај начин, а приликом манипулације и поређења (сабирања и одузимања сигнала), може се применити формализам комплексних бројева.

5.1.1.4 Цртање и „ручно чишћење“ снимљеног одзива

Сирови резултати се исцртавају у функцији побудне учестаности – добијају се два графика: (нормализоване) амплитуде и фазе ФА одзива. Овом приликом се уочавају неправилно снимљене тачке одзива: оне се манифестују као нагли скокови и падови на оба графика – тзв. пикови. Ако је на одређеној побудној фреквенцији дошло до грешке у снимању, из било ког разлога (шум, нежељни звучни импулс са стране, варијација у

напону извора), то се види у овој тачки обраде података, с обзиром на то да се сва мерења спроводе понављањем целокупног опсега побудних фреквенција минимум три пута: две тачке на графикону ће у датом случају бити веома блиске док ће трећа одступати (обично су на претходној и на следећој фреквенцији све тачке веома блиске, па је неправилност лако уочљива). Када се неправилност уочи, насумично се изабере уређени пар сирових података блиских тачака и прекопира се уместо података тачке која одступа. На овај начин се тачке мерења на истим фреквенцијама приближе на графикону, а нагли скокови и падови нестају.

5.1.1.5 Векторско усредњавање

Када се, након претходно описаног процеса ручног уклањања неправилности, сирови подаци исцртају, линије на графиконима изгледају као да се, у пракси, преклапају. Остаје да се усредњавањем мерне тачке на појединачним фреквенцијама споје у јединствену тачку.

Овај процес се назива векторским усредњавањем због формализма комплексног записа који се користи у манипулацији подацима. Наиме, сваки податак представља појединачни сигнал, а сигналима се манпулише као комплексним бројевима: сваки има амплитуду и фазу (A, θ) , што је еквивалент експоненцијалног записа комплексног броја $(Ae^{j\theta})$. Усредњавање се врши тако што се сваки од ових бројева преведе у свој алгебарски запис $(X + jY)$, па се одговарајући елементи саберу и збир подели бројем изведених мерења у датој тачки. Тако добијени резултат се преведе назад у експоненцијални запис, при чему се резултујући уређени пар надаље сматра нормализованим ФА одзивом на датој фреквенцији.

5.1.1.6 Спајање линија снимљених у различитим опсезима (и на различитим појачањима)

С обзиром на то да ФА одзив на опсегу од 10 Hz до 20 kHz опада и до 7 редова величине, приликом снимања сигнала користе се различита појачања. У зависности од материјала, у првом делу опсега је довољно користити појачање сигнала од 10 пута како би се напон реда величине стотина милivolта са излаза микрофона превео до улаза звучне

картице. Међутим, изнад одређених фреквенција овај сигнал опада толико да је неопходно додатно га појачати како би било могуће снимити га на улазу картице.

Како би се добио континуирани приказ ФА одзива у целом фреквентном региону, нормализована амплитуда снимљеног ФА одзива у нискофреквентном региону се множи фактором корекције како би се довела на прихватљив ниво тако да графички приказ буде без наглих прекида. Из описа коришћених појачања јасно се види да је тај фактор приближно 10, међутим због различитих неконзистенција у реализацији појачавача као и нестабилних експерименталних услова тај број никад није тако прецизно одређен нити је исти у појединачним извођењима. Како би се проценила његова вредност за дати експеримент, прво се приликом одређивања фреквентних тачака исте бирају тако да опсези имају по неколико преклопних тачака (обично три), а онда се вредности амплитуде на тим тачкама једноставно усредње за појединачне опсеге. Делењем овако добијених двеју вредности процени се фактор корекције, којим се онда помноже све вредности од интереса.

5.1.1.7 Скалирање на реално постигнути однос сигнал – шум

Реално постигнути однос сигнал-шум се добија као однос амплитуде снимљеног сигнала и амплитуде снимљеног шума са микрофона. Ова величина се постиже и у случају односа нормализованог сигнала и нормализованог шума, множењем нормализованог сигнала фактором који се добија када се износи ова два односа међусобно поделе.

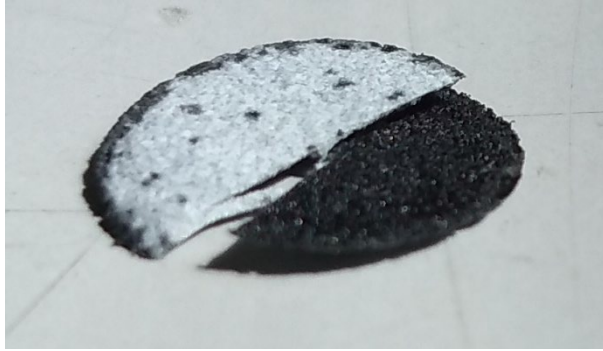
5.1.1.8 Одузимање снимљеног „кохерентног шума“

Изнад фреквентне границе на којој се уочава да је, по интензитету, снимљени сигнал пао на један ред величине од снимљеног „кохерентног шума“, врши се (опет векторско) одузимање поменутог шума од поменутог сигнала. На овај начин, врши се корекција на највишим учестаностима.

5.2 Припрема узорака са високим степеном оптичке провидности за фотоакустичка мерења

Узорци ПЛЛА су припремљени за снимање наношењем танког апсорпционог слоја, премаза, а онда постављени у ФА ћелију минималне запремине где су побуђивани светлосним извором модулисаним по интензитету, док је ФА одзив снимљен електретским микрофоном (ЕСМ60).

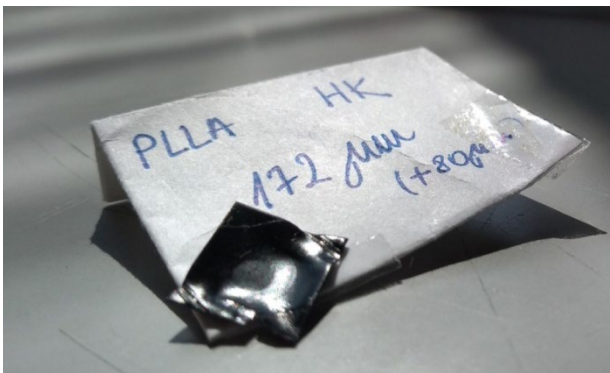
Узорци су припремељени у Институту Винча поступком који је детаљно описан у литератури [122,159,160], са разликом да је уместо ХДПЕ (полиетилен високе густине) коришћен ПЛЛА. Добро дефинисана сировина (полимер у праху) се прво излаже температури неопходној за постизање неког од фазних прелаза и у преси се одржава током одређеног временског периода како би се узорак обликовао. После тога се један сет добијених узорака оставља да се хлади на собној температури док се други потапа у мешавину леда и воде. Ефекат који се постиже спорим хлађењем је да узорци имају времена да у процесу полимеризације формирају (у једном делу) унутрашњу структуру која има својства уређености (кристална структура), док код брзо хлађених узорака тога нема (или има у приметно мањој мери). Величина која представља удео кристалне фазе у укупној количини испитиване материје и која карактерише ову појаву је кристалинност, и добија се испитивањем помоћу метода широкоугаоне дифракције икс-зрацима (енг. *wide-angle X-ray diffraction*, WAXD) и дифракционе скенирајуће калориметрије (енг. *differential scanning calorimetry*, DSC). Помоћу ових метода доказује се да су испитивани узорци различитих нивоа кристалинности, што утиче на њихова физичка својства, термоеластична и оптичка.



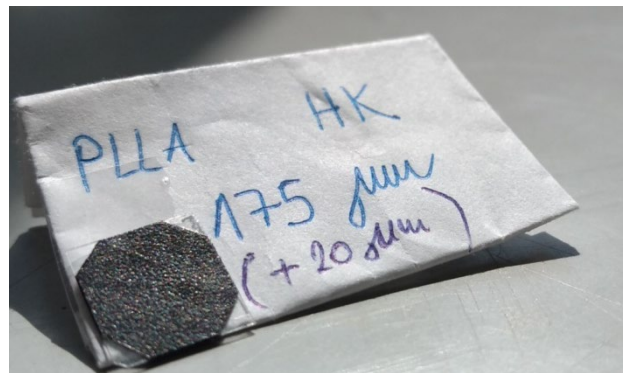
(a)



(б)



(в)



(г)

Слика 5.3 а) Продирање јединственог дебелог слоја фарбе кроз узорак ПА12 дебљине 300 μm , наменски одабран како би се одредила својства продирања фарбе (акрилна темељница) кроз порозне узорке, б) површинско наношење неколико узастопних танких слојева на узорак ПА12 дебљине 400 μm , в) утицај сушења (полимеризације) акрилне темељнице на танки PLLA узорак, г) успешно наношење на танки PLLA узорак, 175 μm

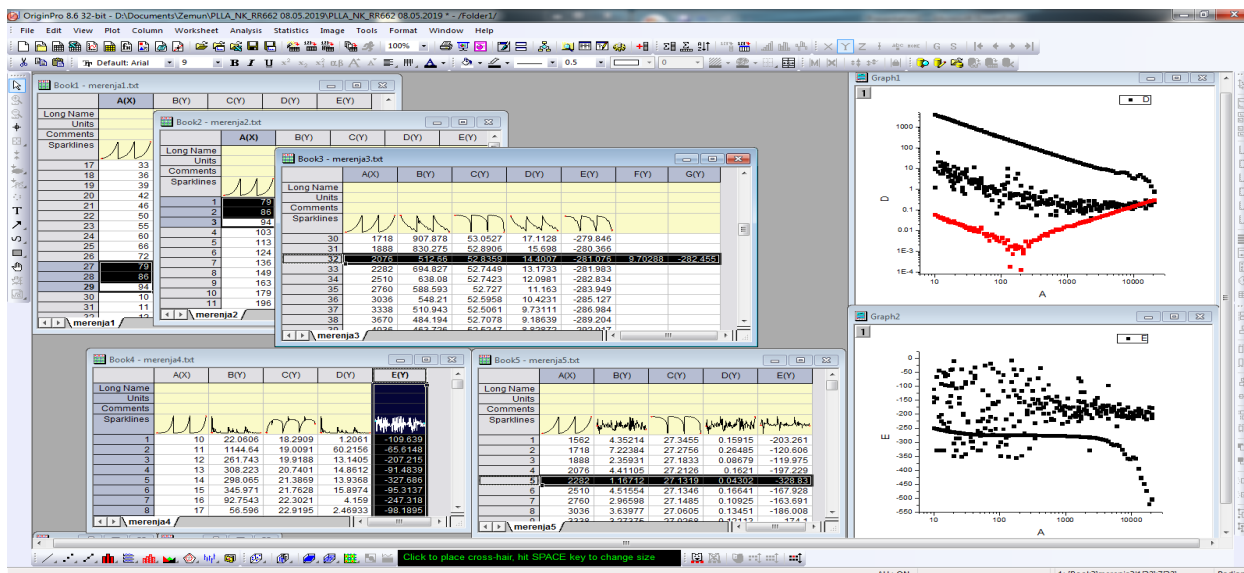
Даља обрада узорака у циљу припреме за снимање подразумевала је наношење апсорционог слоја. Изабрани материјал за овај поступак је акрилна темељница (прајмер), где се подразумева да је пигмент (црне боје) растворен у акрилној полимерној емулзији – материјалу који се сушењем полимеризује, те је по термомеханичким својствима компатибилан са материјалом на који се наноси. Такође, овај тип боје је широко доступан и комерцијално, дистрибуиран у контејнерима под притиском (спреј) те се и лако може униформно нанијети у релативно танком слоју.

За овај корак су прво тестирана својства самог прајмера током наношења и сушења, Слика 5.3. На узорке различитих дебљина ласерски синтерованог полиамида ПА12 (као порозни материјал) нанесени су слојеви различите дебљине и посматрани су добијени резултати. На сликама су приказани ефекти продирања Слика5.3а, а као решење утврђено је да се уочени ефекат анулира наношењем више танких узастопних слојава, уз чекање да се сваки појединачно прво осуши, Слика5.3б.

Такође, снимљене су и деформације које настају наношењем дебелог слоја у процесу полимеризације, на ПЛЛА, и које последично значе да су механичка својства нанесеног слоја веома упоредива са истим својствима подлоге, те да не смеју бити занемарена приликом моделовања Слика 5.3в. Уведено решење претпоставља да коначна дебљина нанесеног слоја не сме прећи 10% дебљине основног слоја материјала, Слика5.3г.

5.3. Експериментални резултати и основна обрада података- претпроцесирање

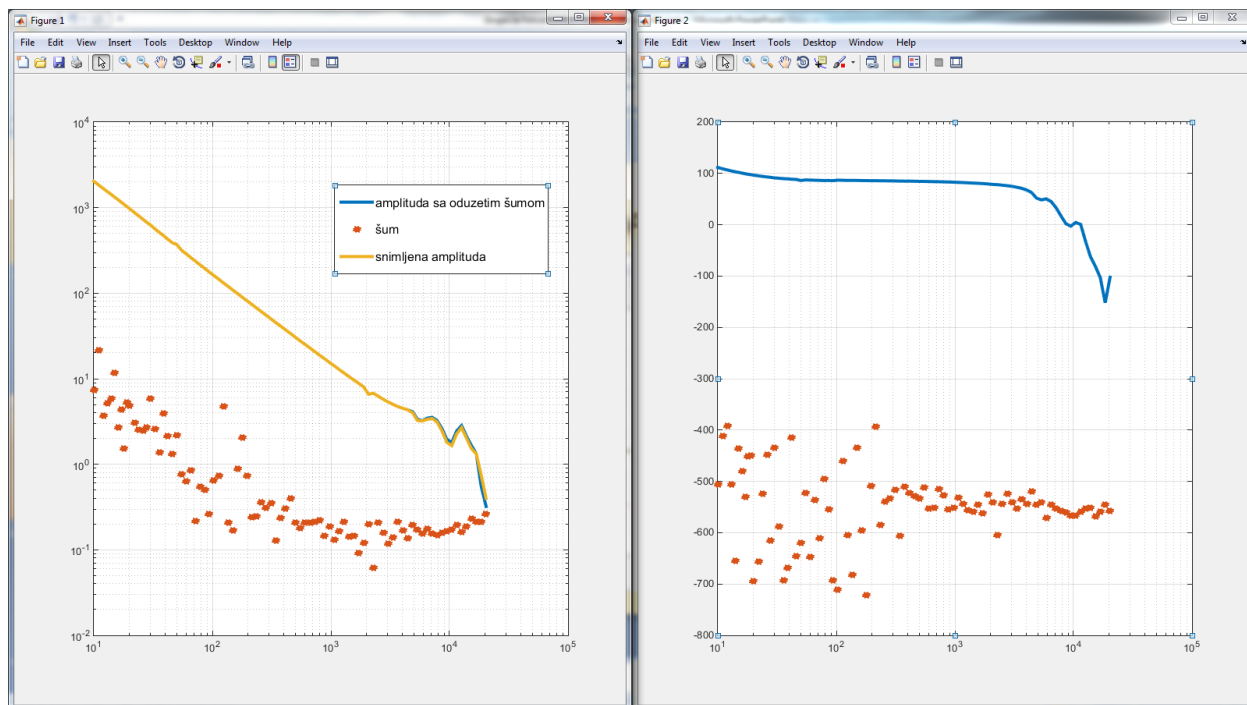
Основна обрада добијених (сирових) података урађена је у програмским пакетима Origin и MATLAB. Сировим подацима се сматрају сигнали који директно са појачавача преко АДЦ уђу у рачунар. Од раније утврђен процес почиње учитавањем табела снимљеног сигнала и шума у пакету Origin, где се све линије исцртају како би се утврдила валидност експеримента, Слика 5.4. Добро изведена мерења за резултат имају криве које се, после основне корекције појачања (множење коефицијентом 10, по потреби) у целом фреквентном региону поклапају, и ту се на први поглед уочава поновљивост експеримента. Уколико један од пролазака има (из било ког разлога) изразито висок ниво шума (честа насумична одступања од осталих снимака), или неке друге сметње (обликом не прати остале линије, узрок може бити неки пад напона у систему појачавача), док остале линије показују добру поновљивост (односно “прате се” по облику и интензитету), цео тај део табеле се може изузети из мерења, односно може се обрисати. Таква мерења се обавезно понављају првом следећом приликом, како би се постигао резултат са најмање три валидна проласка кроз цели фреквентни опсег.



Слика 5.4 Претпроцесуирање података у Origin-у: лево горе су каскадно поређане табеле снимљаног ФА одзива, испод су, једна до друге, табеле снимљеног шума, док су десно приказане слике које директно произилазе из поменутих табела. Корекције се врше у табелама а резултати се посматрају на сликама, које су у овој фази информативног карактера.

Даље, преостале линије се исправљају процесом описаним у Поглављу 5.1.1 „ручно чишћење“, тако да је већ после овог корака веома тешко голим оком уочити да се на сликама налази више линија.

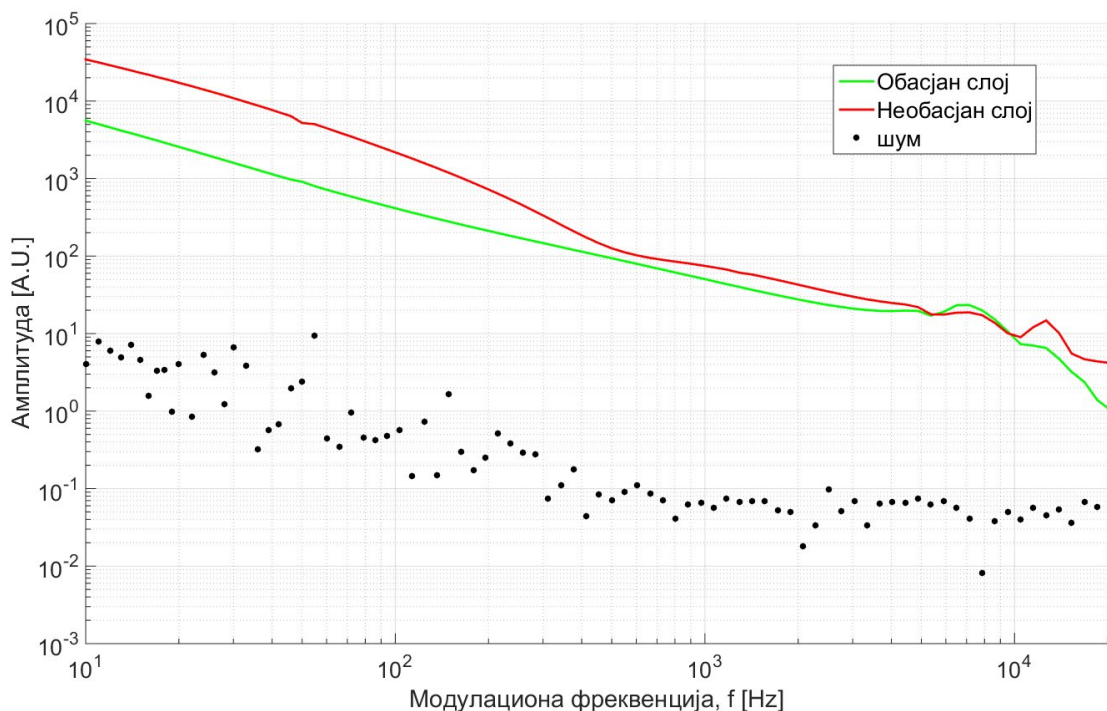
Овако обрађени подаци одлазе на даљу обраду у програмском пакету MATLAB. Специјално написан код, прилагођен процедурама овог мерења, учитава табеле сирових података и врши све потребне корекције нивоа на начин описан у делу. На тај начин се добијају коначни резултати експерименталног мерења, Слика 5.5, који су спремни за накнадну обраду, тумачење и објављивање.



Слика 5.5 Финални облици амплитуде и фазе снимљеног сигнала, исцртани у MATLAB-у и приказани поред снимљеног шума. На слици лијево (амплитуда), жутом линијом је означен снимљени сигнал, а плавом исти тај сигнал од кога је одузет снимљени шум.

5.4 Резултати експеримента

На Сликама 5.6 и 5.7 су приказани резултати експерименталних мерења на ПЛЛА узорку дебљине 470 μm . Зеленом линијом на Сликама 5.6 и 5.7 приказани су нормализована амплитуда и фазни померај снимљеног ФА одзива узорка са високим степеном оптичке провидности у конфигурацији у којој је обасјан нанети оптички апорбујући слој. Црвеном линијом приказане су аналогне компоненте ФА одзива истог узорка снимљене у конфигурацији у којој није обасјан нанети апорбујући слој, тј. у којој је светлосни снопао прошао кроз узорак пре доласка до апсорбујућег слоја.

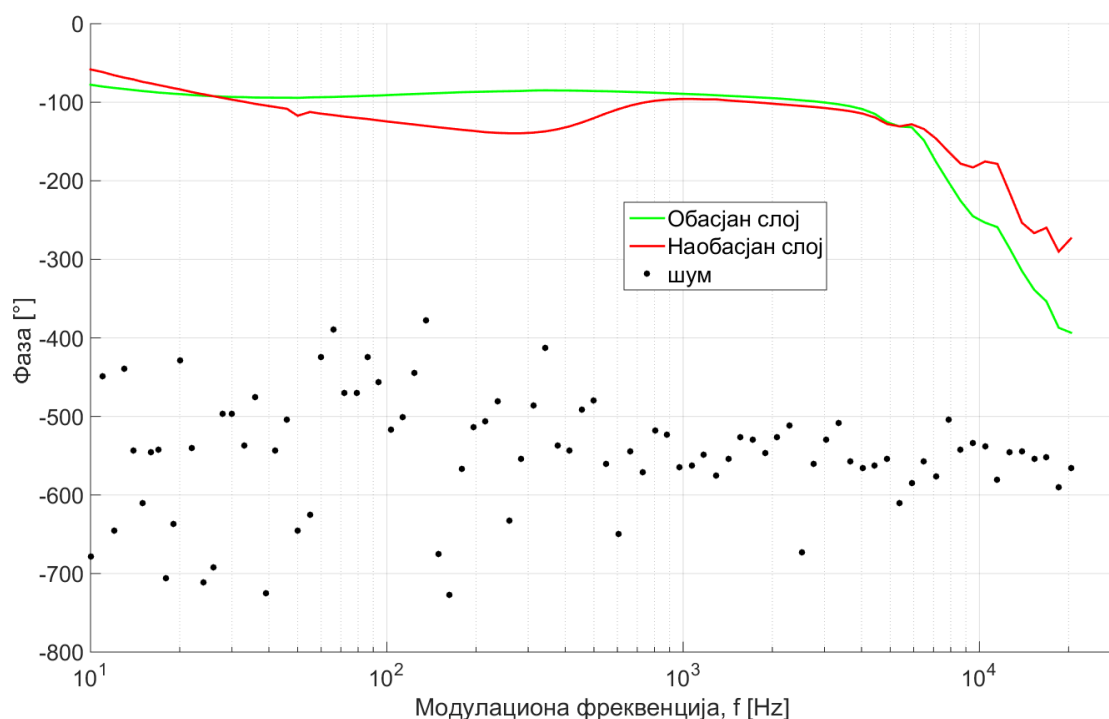


Слика 5.6 Експериментално снимљени облик амплитуде ФА одзива узорка ПЛЛА, дебљине 470 μm са нанетим слојем од приближно 40 μm , у две конфигурације: са обасјаним слојем (зеленом бојом) и са необасјаним слојем (црвеном бојом), приказани поред снимљеног шума.

Црвеном линијом приказане су аналогне компоненте ФА одзива истог узорка снимљене у конфигурацији у којој није обасјан нанети апорбујући слој, тј. у којој је светлосни снопа прошао кроз узорак пре доласка до апсорбујућег слоја.

Приказане тачке снимљеног шума потврђују валидност мерења: по амплитуди су увек барем два реда величине испод сниманог сигнала, док по фази, са порастом фреквенције мофулације, формирају специфични облик „левка“, у складу са очекивањима експеримента.

Користећи приказана експериментална мерења урађена на основу предложене методологије за мерење оптичких и термоеластичних својстава узорка са високим степеном оптичке провидности, односно мерење у позицији када је оптички непровидан премаз осветљен, и мерења у супротној позицији, одређена су термоеластична и оптичка својства ПЛЛА и приказана у Табели 5.1.



Слика 5.7 Експериментално снимљени облик амплитуде ФА одзива узорка ПЛЛА, дебљине 470 μm са нанетим слојем од приближно 40 μm , у две конфигурације: са обасјаним слојем (зеленом бојом) и са необасјаним слојем (црвеном бојом), приказани поред снимљеног шума.

Табела 5.1 ПЛЛА, 470 μm , акрилни слој \sim 40 μm .

$D_T [10^{-8} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}]$	$\alpha_T [10^{-4} \text{ K}^{-1}]$	$\beta [\text{ m}^{-1}]$
6.4	4.92	1000

Термоеластична и оптичка својства су процењена применом генерализоване инверзне процедуре, изложене у Поглављу 4, а на основу теоријског модела изведеног у Поглављу 3. Добијене вредности се налазе у оквиру очекиваних вредности за полимере (очекивани ред величине).

Пошто је разматрани узорак био дебљи од 250 μm , очекиване грешке одређивања коефицијента оптичке апсорпције, применом процедуре развијене у Поглављу 4, су веће од 2%, док је очекивана грешка одређивања термоеластичних својстава мања од 2%.

6 Закључак

Циљ истраживања изложеног у овој дисертацији био је да се пронађу експериментална и теоријска методологија која ће омогућити ФА мерења оптичких, топлотних и еластичних својстава материјала са високим степеном оптичке провидности, као што су полимерни материјали, полимерни нанокмозити, хидрогелови, итд.

Да би овакви материјали могли да се карактеришу ФА или ФТ методама, неопходно је да се уради припрема узорка која се састоји у наношењу додатног слоја од материјала са високим коефицијентом оптичке апсорпције (оптички непровидног слоја), како би побудни оптички сноп могао да генерише довољну количину топлоте и даље, довољно јак акустички сигнал да би могао да се детектује. Међутим, на тај начин се у досадашњим ФА и ФТ мерењима губила информација о оптичким својствима слоја са ниским коефицијентом оптичке апсорпције.

У овом истраживању је експериментално и теоријски показано да ако се изврше ФА мерења у две позиције узорка на који је нанет оптички непровидан слој, утицај оптичке апсорпције материјала са високим степеном оптичке провидности, ма колико мала била количина топлоте која се генерише у њему, може да се уочи.

Развијен је теоријски модел температурских варијација и ФА сигнала за структуру танак оптички провидан филм/оптички непровидни премаз где се премаз, због високог коефицијента оптичке апсорпције, може сматрати површинским топлотним извором. Анализом развијеног модела је показано да постоји карактеристичан образац у амплитудама и фазама температурских варијација као и код оптички генерисаног градијента температуре који указује на утицај запреминске апсорпције у материјалу са високим степеном оптичке провидности.

Користећи изведени модел, развијена је генерализована СУП за одређивање термоеластичних својстава из мерења у којима је оптички непровидан слој обасјан, а коефицијента оптичке апсорпције из мерења у којима је материјал са високим степеном оптичке провидности обасјан. Показано је да овом методологијом могу да се одреде и

термоеластична и оптичка својства материјал са високим степеном оптичке провидности са грешком мањом од 2%. На смањење грешке одређивања термоеластичних својстава се може утицати повећањем резолуције развијене процедуре. Овако добри резултати не могу да се постигну ако је узорак тањи од 50 или дебљи од 250 μm .

Анализа теоријског модела је показала да се на мањим дебљинама узорка губи утицај термоеластичне компоненте, и појачава утицај премаза у доступном мерном опсегу, па пресликавање постаје неједнозначно и грешке одређивања линеарног коефицијента ширења и оптичког коефицијента апсорпције узорка се значајно повећавају. Код дебљих узорака се, због инверзије градијента температуре у делу мерног опсега, делимично поништавају утицаји линеарног коефицијента топлотног ширења и коефицијента оптичке апсорпције, што такође утиче на пораст грешке одређивања оптичких својстава. Анализа теоријског модела и резултата инверзне процедуре показује да би се повећање тачности одређивања оптичких својстава код дебљих узорака могло остварити развојем додатног самоусаглашавања при одређивању оптичког коефицијента апсорпције, при чему би као параметар усаглашавања требало користити дебљину, што је предмет нашег даљег истраживања.

Развијена инверзна процедура је примењена на експериментална ФА мерења на узорцима ПЛЛА различите кристаличности и дебљине. Добијене вредности за топлотну дифузивност и оптички коефицијент апсорпције су у складу са резултатима добијеним стандардним калориметријским и оптичким мерењима. ФА измерени линеарни коефицијент топлотног ширења је истог реда величине у односу на литературне податке.

Добијени резултати указују на велики капацитет ФА метода у карактеризацији полимера, полимерних нанокомпозита и других материјала са високим степеном оптичке провидности.

Литература

- [1] H. Vargas, L.C.M. Miranda, Photoacoustic and related photothermal techniques. (1988) Phys. Rep. 161(2), 43–101. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(88\)90100-7](https://doi.org/10.1016/0370-1573(88)90100-7)
- [2] For a review see, Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena in Semiconductors, edited by A. Mandelis (Eisevier, New York, 1987); Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology, edited by A. Mandelis (Eisevier, New York, 1992).
- [3] S. Bialkowski, Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis (New York: John Wiley 1996) ISBN: 978-0-471-57467-5
- [4] M. Isaiev, G. Mussabek, P. Lishchuk, K. Dubyk, N. Zhylykybayeva, G. Yarmukhamedova, D. Lacroix, V. Lysenko, Application of the Photoacoustic Approach in the Characterization of Nanostructured Materials (2022) Nanomaterials (Basel) 21;12(4):708. <https://doi.org/10.3390/nano12040708>.
- [5] S. Liang, B. Lashkari, S.S.S. Choi, V. Ntziachristos, A. Mandelis, The application of frequency-domain photoacoustics to temperature-dependent measurements of the Grüneisen parameter in lipids (2018) Photoacoustics, 11, 56–64. <https://doi.org/10.1016/j.pacs.2018.07.005>
- [6] Mandelis, P. Hess (eds.), Semiconductors and Electronic Materials, Vol. IV in the Series: Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology (SPIE Press, Bellingham, 2000) ISBN: 9780819435064
- [7] A. Rosencwaig and A. Gerscho, Photoacoustic Effect with Solids: A Theoretical Treatment (1975) Science 190(4214) 556–557 <https://doi.org/10.1126/science.190.4214.556>
- [8] A. Rosencwaig and A. Gerscho, Theory of the photoacoustic effect with solids (1976) J. Appl. Phys. 47 (1) 64–69 <https://doi.org/10.1063/1.322296>
- [9] F.A. McDonald, G.C. Wetsel, Generalized theory of the photoacoustic effect (1979) J. Appl. Phys. 49(4), 2313. <https://doi.org/10.1063/1.325116>
- [10] F.A. McDonald, G.C. Wetsel, Theory of Photothermal and Photoacoustic Effects in Condensed Matter. Physical Acoustics (1988) 167–277. <https://doi.org/10.1016/b978-0-12-477918-1.50010-2>

- [11] A.C. Tam, Applications of photoacoustic sensing techniques (1986) Rev. Mod. Phys. 58, 381–431 <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.58.381>
- [12] H.K. Park, C.P. Grigoropoulos, A.C. Tam, Optical measurements of thermal diffusivity of a material (1995) Int. J. Thermophys.16 (4) 973-995 <https://doi.org/10.1007/BF02093477>
- [13] V. A. Sablikov and V. B. Sandomirskii, The Photoacoustic effect in semiconductors (1983) Phys. Stat. Solidi (a)120(2) 471-480 <https://doi.org/10.1002/pssb.2221200203>
- [14] P.M. Nikolic , D.M.Todorovic, An investigation of semiconducting materials using a photoacoustic methods SANU Monographs Vol DCXLVIII Book 40, Belgrade 2001
- [15] A.P. Sarode, O.H. Mahajan, Theoretical Aspects of Photoacoustic Effect with Solids: A Review, (2018) IJSART 4(2)1237- 1242 ISSN [ONLINE]: 2395-1052
- [16] C.G.A. Hoelen, F.F.M. de Mul, A new theoretical approach to photoacoustic signal generation (1999) J. Acoust. Soc. Am. 106(2), 695–706. <https://doi.org/10.1121/1.427087>
- [17] A. Mandelis, B.S.H. Royce, Time-domain photoacoustic spectroscopy of solids (1979) J. Appl. Phys. 50(6), 4330–4338. <https://doi.org/10.1063/1.326471>
- [18] O.A. Capeloto, G.V.B. Lukasiewicz, V.S. Zanuto, L.S. Herculano, N.E. Souza Filho, A. Novatski, L.C. Malacarne, S.E. Bialkowski, M.L. Baesso, N.G.C. Astrath, Pulsed photothermal mirror technique: characterization of opaque materials (2014)Appl. Opt. 53(33) 7985-7991 <https://doi.org/10.1364/ao.53.007985>
- [19] J.A. Balderas-López, A. Mandelis, J.A. García, Normalized photoacoustic techniques for thermal diffusivity measurements of buried layers in multilayered systems (2002) J. Appl. Phys. 92 (6) 3047–3055 <https://doi.org/10.1063/1.1500784>.
- [20] J.A. Balderas-Lopez, A. Mandelis, Thermal diffusivity measurements in the photoacoustic open-cell configuration using simple signal normalization techniques (2001) J. Appl. Phys. 90(5) 2273 <https://doi.org/10.1063/1.1391224>
- [21] K. Dubyk, T. Borisova, K. Paliienko, N. Krisanova, M. Isaiev, S. Alekseev, V. Skryshevsky, V. Lysenko, Alain Geloën, Bio-distribution of Carbon Nanoparticles Studied by Photoacoustic Measurements (2022) Nanoscale Res Lett 17, 127 <https://doi.org/10.1186/s11671-022-03768-3>
- [22] K. Dubyk, T. Nychporuk, V. Lysenko, K. Termentzidis, G. Castanet, F. Lemoine, D. Lacroix, M. Isaiev, Thermal properties study of silicon nanostructures by photoacoustic techniques (2022) J. Appl. Phys.127 (22) 225101 <https://doi.org/10.1063/5.0007559>

- [23] S. Galović, D. Kostoski, Photothermal wave propagation in media with thermal memory (2003) *J. Appl. Phys.* 93(5) 3063–3070 <https://doi.org/10.1063/1.1540741>
- [24] S. Galovic, D. Kostoski, G. Stamboliev, E. Suljovrujic, Thermal wave propagation in media with thermal memory induced by pulsed laser irradiation (2003) *Radiat. Phys. Chem.* 67 (3–4) 459–461 [https://doi.org/10.1016/S0969-806X\(03\)00085-9](https://doi.org/10.1016/S0969-806X(03)00085-9)
- [25] D.D. Markushev, M.D. Rabasovic, M.V. Nestic, M.N. Popovic, S.P. Galovic, Influence of thermal memory on thermal piston model of photoacoustic response (2012) *Int. J. Thermophys.*, 33(10–11) 2210–2216 <https://doi.org/10.1007/s10765-012-1229-6>.
- [26] Y.G. Gurevich, G.N. Logvinov, G.G. de la Cruz, G.E. López, Physics of thermal waves in homogeneous and inhomogeneous (two-layer) samples (2003) *Int. J. Therm. Sci.* 42(1), 63–69. [https://doi.org/10.1016/s1290-0729\(02\)00008-x](https://doi.org/10.1016/s1290-0729(02)00008-x)
- [27] Z. Šoškić, S. Ćirić-Kostić, S. Galović, An extension to the methodology for characterization of thermal properties of thin solid samples by photoacoustic techniques (2016) *Int. J. Therm. Sci.* 109, 217–230 <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.06.005>
- [28] F. Gao, X. Feng, R. Zhang, S. Liu, R. Ding, R. Kishor, Y. Zheng, Single laser pulse generates dual photoacoustic signals for differential contrast photoacoustic imaging (2017) *Sci. Rep.* 7(1). <https://doi.org/10.1038/s41598-017-00725-4>
- [29] A. Popović, Z. Šoškić, Z. Stojanović, D. Čevizović, S. Galović, On the applicability of the effective medium approximation to the photoacoustic response of multilayered structures (2012) *Phys. Scr.* T149, 014066. <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2012/t149/014066>
- [30] M. Nestic, M. Popovic, S. Galovic, Influence of thermal memory on the thermoelastic bending component of photoacoustic response (2011) *Hem. Ind.* 63 (3) 219–227. <https://doi.org/10.2298/HEMIND110209021N>
- [31] M. Nestic, M. Popovic, Z. Stojanovic, Z. Soskic, S. Galovic, Photoacoustic response of thin films-thermal memory influence (2013) *Hem. Ind.* 67 (1) 139–146. <https://doi.org/10.2298/HEMIND120302052N>
- [32] S. Galovic, Z. Stojanovic, D. Čevizovic, M. Popovic, Photothermal microscopy: a step from thermal wave visualization to spatially localized thermal analysis (2008) *J. Microsc.* 232(3) 558–561. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2818.2008.02118>.
- [33] S. Galovic, Z. Šoškić, M. Popović, Analysis of photothermal response of thin solid films by analogy with passive linear electric network (2009) *Therm. Sci.* 13 (4) 129–142.

<https://doi.org/10.2298/TSCI0904129G>

- [34] G. Roussel, F. Lepoutre, L. Bertrand, Influence of thermoelastic bending on photoacoustic experiments related to measurements of thermal diffusivity of metals (1983) *J. Appl. Phys* 54, 2383-2391 <https://doi.org/10.1063/1.332352>
- [35] D.M. Todorović, P.M. Nikolic, Carrier transport Contribution on Thermoelastic and Electronic Deformation in Semiconductors, in *Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology - Semiconductors and Electronic Materials*, vol. 4, A. Mandelis and P. Hess, Eds. Washington, USA: SPIE Press, Bellingham, 2000, pp. 271–315.
- [36] M.D. Rabasović, M.G. Nikolić, M.D. Dramićanin, M. Franko, D.D. Markushev, Low-cost, portable photoacoustic setup for solid state (2009) *Meas. Sci. Technol*, 20(9) <https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/9/095902>
- [37] Todorović, D. M., Cretin, B., Vairac, P., Song, Y. Q., Rabasović, M. D., & Markushev, D. D. Laser-Excited Electronic and Thermal Elastic Vibrations in a Semiconductor Rectangular Plate (2013) *Int J Thermophys* 34(8-9), 1712–1720. <https://doi.org/10.1007/s10765-013-1461-8>
- [38] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, J. Ordonez-Miranda, Effects of the photogenerated excess carriers on the thermal and elastic properties of n-type silicon excited with a modulated light source: theoretical analysis (2019) *J. Appl. Phys.* 126(18)185102. <https://doi.org/10.1063/1.5100837>
- [39] A. Somer, F. Camilotti, G.F. Costa, C. Bonardi, A. Novatski, A.V.C. Andrade, ... G.K. Cruz, Effects of the photogenerated processes influence on photoacoustic signal generation using open photoacoustic cell technique (2013) *J. Appl. Phys.* 114(6), 063503. <https://doi.org/10.1063/1.4817655>
- [40] A. Bedoya, E. Marín, A.M. Mansanares, M.A. Zambrano-Arjona, I. Riech, A. Calderón, On the thermal characterization of solids by photoacoustic calorimetry: thermal diffusivity and linear thermal expansion coefficient (2015) *Thermochim. Acta* 614, 52–58. <https://doi.org/10.1016/j.tca.2015.06.009>

- [41] M.J.P.Valcárcel, J. Palacios, J.J. Alvarado-Gil, Determination of the thermophysical properties of polymers (PET) using photoacoustic spectroscopy (1999) *J. Mater. Sci.* 34, 2113–2119 <https://doi.org/10.1023/A:1004520128400>
- [42] D. Macias, J.J. Ordonez-Miranda, J.J. Alvarado-Gil, Resonance frequencies and Young's modulus determination of magnetorheological elastomers using the photoacoustic technique (2012) *J. Appl. Phys.* 112(12), 124910. <https://doi.org/10.1063/1.4770473>
- [43] N.Jovančić, D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksić, D.S. Pantić, D. Korte, M. Franko, Thermal and Elastic Characterization of Nanostructured Fe₂O₃ Polymorphs and TiO₂-Coated Fe₂O₃ Using Open Photoacoustic Cell (2020) *Int J Thermophys* 41(7). <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02669-w>
- [44] D.D. Markushev, M.D. Rabasovic, D.M. Todorovic, S. Galovic, S.E. Bialkowski, Photoacoustic signal and noise analysis for Si thin plate: Signal correction in frequency domain (2015) *Rev. Sci. Instrum.* 86, 035110 <https://doi.org/10.1063/1.4914894>
- [45] S.M. Aleksić, D.K. Markushev, D.S. Pantić, M.D. Rabasović, D.D. Markushev, D.M. Todorović, Electro-Acoustic influence of the measuring system on the photoacoustic signal amplitude and phase in frequency domain (2016) *FU Phys Chem Tech*, 14 (1) 9 – 20 <https://doi.org/10.2298/FUPCT1601009A>
- [46] D.D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M.D. Rabasovic, S. Galovich, D.M. Todorovich, S.E. Bialkowski, Effect of the absorption coefficient of aluminium plates on their thermoelastic bending in photoacoustic experiments (2015) *J. Appl. Phys.* 117, 245309 <https://doi.org/10.1063/1.4922718>
- [47] L.F. Perondi, L.C.M. Miranda, Minimal-volume photoacoustic cell measurement of thermal diffusivity: Effect of the thermoelastic sample bending (1987) *J. Appl. Phys.* 62(7) 2955-2959 <https://doi.org/10.1063/1.339380>
- [48] D.D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M.D. Rabasović, M. Chirtoc, D. M. Todorović, S. E. Bialkowski, D. Korte, M. Franko, Thermal and elastic characterization of glassy carbon thin films by photoacoustic measurements (2017) *Eur. Phys. J. Plus*, 132 (33) 1–9 <https://doi.org/10.1140/epjp/i2017-11307-2>
- [49] L. Olenka, E.S. Nogueiran, A.N. Medina, M.L. Baesso, A.C. Bento, E. C., Muniz, A.F. Rubira, Photoacoustic study of PET films and fibers dyed in supercritical CO₂ reactor (2003) *Rev. Sci. Instrum.* 74(1) 328–330. <https://doi.org/10.1063/1.1517160>

- [50] M. Maliński, J. Zakrzewski, K. Strzałkowski, Numerical analysis of piezoelectric spectra of Zn $1-x-y$ Be x Mn y Se mixed crystals (2007) *Int. J. Thermophys.* 28(1) 299–316 <https://doi.org/10.1007/s10765-006-0126-2>
- [51] J. Zakrzewski, M. Maliński, Chrobak, M. Pawlak, Comparison of Theoretical Basics of Microphone and Piezoelectric Photothermal Spectroscopy of Semiconductors (2017) *Int. J. Thermophys.* 38(2) <https://doi.org/10.1007/s10765-016-2137-y>
- [52] A. Marcano, S. Alvarado, J. Meng, D. Caballero, E. Marín Moares, R. Edziah, White Light Photothermal Lens Spectrophotometer for the Determination of Absorption in Scattering Samples (2014) *Appl. Spectrosc.* 68, 680-685 <https://opg.optica.org/as/abstract.cfm?URI=as-68-6-680>
- [53] J.A. Batista, A.M. Mansanares, E.C. da Silva, C.C. Vaz, L.C.M. Miranda, Optothermal interference technique applied to the investigation of transparent layered structures (2001) *ANALYTICAL SCIENCES*, 17 Special Issue, 2001 © The Japan Society for Analytical Chemistry
- [54] M.N. Popovic, M.V. Nestic, M. Zivanov, D.D. Markushev, S.P. Galovic, Photoacoustic response of a transmission photoacoustic configuration for two-layer samples with thermal memory (2018) *Opt. Quantum Electron.* 50(9) 1–10 <https://doi.org/10.1007/s11082-018-1586-x>
- [55] V.V. Miletic, K.Lj. Djordjevic, D.D. Markushev, M.N. Popovic, S.P. Galovic, D.S. Milicevic, M.V.Nestic, Photoacoustic Characterization of PLLA Samples at Different Crystallinity Levels (Fotoakustička karakterizacija PLLA uzoraka različitih nivoa kristaliničnosti), in 19th International Symposium INFOTEH-JAHORINA, 18-20 March 2020, 2020, 109–113, <https://infoteh.etf.ues.rs.ba/zbornik/2020/radovi/P-2/P-2-1.pdf>
- [56] V.V. Miletić, D.K. Markushev, D.D. Markushev, M.N. Popovic, K.Lj. Djordjevic, S.P.Galovic, M.V. Nestic, Ispitivanje uticaja nanetog sloja boje na površinske temperaturske varijacije laserski sinterovanog poliamida, in 21st International Symposium INFOTEH-JAHORINA, 16-18 March 2022, 16–18, <https://infoteh.etf.ues.rs.ba/zbornik/2022/>, <https://heyzine.com/flip-book/ae82c5ef9b.html>.

- [57] M.V. Nestic, V.V. Miletić, D.S. Milicevic, KLj Djordjevic, M.Jordovic-Pavlovic, D.K. Markushev, M.N. Popovic, Thermoelastic and optical properties of PLLA estimated by photoacoustic measurements (2022) ICPPP21 – Bled, Slovenia <https://heyzine.com/flip-book/ae82c5ef9b.html>.
- [58] J. Medina, Y.G. Gurevich, G.N. Logovinov, P. Rodriguez, G.G. de la Cruz, Photoacoustic investigation of the effective diffusivity of two-layer semiconductors (2002) *Mol. Phys.* 100(19) 3133–3138 <https://doi.org/10.1080/00268970210139877>
- [59] G.G. de la Cruz, Y.G. Gurevich, Thermal diffusion of a two-layer system (1995) *Phys. Rev. B*, 51(4) 2188–2192 <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.2188>.
- [60] N. Muñoz Aguirre, G.G. de la Cruz, Y.G. Gurevich, G.N. Logvinov, M.N. Kasyanchuk, Heat Diffusion in Two-Layer Structures: Photoacoustic Experiments (2000) *Phys. status solidi*, 220(1) 781–787 [https://doi.org/10.1002/1521-3951\(200007\)220:1<781::AID-PSSB781>3.0.CO;2-D](https://doi.org/10.1002/1521-3951(200007)220:1<781::AID-PSSB781>3.0.CO;2-D)
- [61] A.M. Mansanares, H. Vargas, F. Galembeck, J. Buijs, D. Bicanic, Photoacoustic characterization of a two-layer system (1991) *J. Appl. Phys.* 70(11) 7046–7050 <https://doi.org/10.1063/1.349782>
- [62] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksić, D.S. Pantić, S.P. Galović, D.V. Lukić, J. Ordonez-Miranda, Enhancement of the thermoelastic component of the photoacoustic signal of silicon membranes coated with a thin TiO₂ film (2022) *J. Appl. Phys.* 131, 085105 <https://doi.org/10.1063/5.0079902>
- [63] N.G.C. Astrath, F.B.G. Astrath, J. Shen, C. Lei, J. Zhou, Z S. Liu, T. Navessin, M.L. Baesso, A.C. Bento, An open-photoacoustic-cell method for thermal characterization of a two-layer system (2010) *J. Appl. Phys.* 107(4) 43514 <https://doi.org/10.1063/1.3310319>
- [64] D.M. Todorović, M.D. Rabasović, D.D. Markushev, M. Franko, U.L. Štangar, Study of TiO₂ thin films on Si substrate by the photoacoustic elastic bending method (2013) *Sci. China: Phys. Mech. Astron.* 56(7), 1285–1293. <https://doi.org/10.1007/s11433-013-5121-6>
- [65] D.M. Todorović, M.D. Rabasović, D.D. Markushev, M. Sarajlić, Photoacoustic elastic bending in thin film–substrate system: Experimental determination of the thin film parameters(2014) *J. Appl. Phys.* 116(5), 053506. <https://doi.org/10.1063/1.4890346>

- [66] D.M. Todorovic, B. Cretin, P. Vairac, Y. Song, M.D. Rabasovic, D.D. Markushev, Photothermal Study of Free and Forced Elastic Vibrations of Microcantilevers (2015) *Int J Thermophys* 36(5-6), 1106–1115. <https://doi.org/10.1007/s10765-015-1836-0>
- [67] D.M. Todorovic, M.D. Rabasovic, D.D. Markushev, V. Jovic, K.T. Radulovic, M. Sarajlic, Photoacoustic Elastic Bending Method: Characterization of Thin Films on Silicon Membranes (2014) *Int J Thermophys* 36(5-6), 1016–1028. <https://doi.org/10.1007/s10765-014-1801-3>
- [68] D.M. Todorovic, M.D. Rabasovic, D.D., Markushev, V. Jovic, K.T. Radulovic, Study of Silicon Cantilevers by the Photoacoustic Elastic Bending Method (2017) *Int J Thermophys* 38(3). <https://doi.org/10.1007/s10765-016-2175-5>
- [69] D.M. Todorović, P.M. Nikolić, A.I. Bojičić, D.G. Vasiljević-Radović, K.T. Radulović, Thermoelastic and Electronic Deformation Components of Photoacoustic Signal in Two-layer System (2001) *ANALYTICAL SCIENCES* 17 Special Issue
- [70] J.J. Reyes-Salgado, V. Dossetti, B. Bonilla-Capilla, J.L. Carrillo, Thermal properties of composite two-layer systems with a fractal inclusion structure (2015) *J. Phys. D: Appl. Phys.* 48(1) 015310 <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/1/015310>
- [71] M.N. Popovic, M.V. Nestic, S. Ciric-Kostic, M. Zivanov, D.D. Markushev, M.D. Rabasovic, S.P. Galovic, Helmholtz Resonances in Photoacoustic Experiment with Laser-Sintered Polyamide Including Thermal Memory of Samples (2016) *Int. J. Thermophys.* 37 (12) 116, 9 <https://doi.org/10.1007/s10765-016-2124-3>
- [72] C.A.S. Lima, L.C.M. Miranda, H., Vargas, Photoacoustics of Two-Layer Systems: Thermal Properties of Liquids and Thermal Wave Interference (2006) *Instrum Sci Technol* 34(1-2), 191–209. <https://doi.org/10.1080/10739140500374211>
- [73] Todorovic, D. M., Markushev, D. D., Rabasovic, M. D., Radulovic, K. T., & Jovic, V. (2012). Photoacoustic elastic bending method: Study of the silicon membranes. 2012 28th International Conference on Microelectronics Proceedings. <https://doi.org/10.1109/miel.2012.6222825>

- [74] K.B. Larson, K. Koyama, Measurement by the Flash Method of Thermal Diffusivity, Heat Capacity, and Thermal Conductivity in Two-Layer Composite Samples (1968) *J. Appl. Phys.* 39(9), 4408–4416. <https://doi.org/10.1063/1.1656985>
- [75] J.L. Pichardo, J.J. Alvarado-Gil, Open photoacoustic cell determination of the thermal interface resistance in two layer systems (2001) *J. Appl. Phys.* 89(7), 4070–4075. <https://doi.org/10.1063/1.1342021>
- [76] J.L. Pichardo-Molina, J.J. Alvarado-Gil, Heat diffusion and thermolastic vibration influence on the signal of an open photoacoustic cell for two layer systems (2004) *J. Appl. Phys.* 95(11), 6450–6456. <https://doi.org/10.1063/1.1711182>
- [77] J. Alvarado-Gil, O. Zelaya-Angel, F. Sánchez-Sinencio, H. Vargas, J. Lucio, Photoacoustic thermal characterization of a semiconductor (CdTe)-glass two layer system (1995) *Vacuum*, 46(8-10), 883–886. [https://doi.org/10.1016/0042-207x\(95\)00063-1](https://doi.org/10.1016/0042-207x(95)00063-1)
- [78] J. Ordóñez-Miranda, J.J. Alvarado-Gil, Effective Thermal Properties of Multilayered Systems with Interface Thermal Resistance in a Hyperbolic Heat Transfer Model (2010) *Int J Thermophys* 31(4-5), 900–925. <https://doi.org/10.1007/s10765-010-0777-x>
- [79] M. Pawlak, T. Kruck, N. Spitzer, D. Dziczek, A. Ludwig, A. D. Wieck, Experimental validation of formula for calculation thermal diffusivity in superlattices performed using a combination of two frequency-domain methods: Photothermal infrared radiometry and thermorefectance (2021) *Appl. Sci.* 11(13) <https://doi.org/10.3390/app11136125>
- [80] M. Pawlak, N. Jukam, T. Kruck, D. Dziczek, A. Ludwig, A. D. Wieck, Measurement of thermal transport properties of selected superlattice and thin films using frequency-domain photothermal infrared radiometry (2020) *Measurement*, 166, 108226, <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.108226>
- [81] J. Ordóñez-Miranda, J. J. Alvarado-Gil, Frequency-modulated hyperbolic heat transport and effective thermal properties in layered systems (2010) *Int. J. Therm. Sci.* 49(1) 209–217 <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2009.07.005>
- [82] M.N. Popovic, D.D. Markushev, M.V. Nestic, M.I. Jordovic-Pavlovic, S.P. Galovic, Optically induced temperature variations in a two-layer volume absorber including thermal memory effects (2021) *J. Appl. Phys.* 129, 015104 <https://doi.org/10.1063/5.0015898>

- [83] S.M. Aleksić, D.K. Markushev, D.D. Markushev, D.S. Pantić, D.V. Lukić, M.N. Popović, S.P. Galović, Photoacoustic Analysis of Illuminated Si-TiO₂ Sample Bending Along the Heat-Flow Axes (2022) Silicon 14,9853–9861 <https://doi.org/10.1007/s12633-022-01723-6>
- [84] K. Lj. Djordjevic, D. Milicevic, S. P. Galovic, E. Suljovrujic, S. K. Jacimovski, D. Furundzic, M. Popovic, Photothermal Response of Polymeric Materials Including Complex Heat Capacity (2022) Int. J. Thermophys. 43(5), <https://doi.org/10.1007/s10765-022-02985-3>
- [85] С. Галовић, Прилог теоријској анализи фототермалних ефеката у топлотно нехомогеним материјалима (1999) Универзитет у Београду, Електротехнички факултет, Магистарски рад.
- [86] С. Галовић, Моделовање и анализа фототерминалних сигнала за средине са топлотном меморијом (2003) Универзитет у Београду, Електротехнички факултет, Докторска дисертација
- [87] М.Н. Поповић, Моделовање и анализа фототермалног одзива нехомогених структура са топлотном меморијом (2009) Универзитет у Београду, Електротехнички факултет, Магистарски рад.
- [88] М.Н. Поповић, Фотоакустички одзив трансмисионе фотоакустичке конфигурације и анализа резонантних феномена за двослојне узорке са топлотном меморијом (2016) Универзитет у Новом Саду, Факултет техничких наука, Докторска дисертација
- [89] М.Н. Поповић, Генерализовани фотоакустички одзив двослојних структура, Задужбина Андрејевић (2018) Београд, ИСБН 978-86-525-0363
- [90] М.В. Нешић, Развој техника за решавање инверзног фотоакустичког проблема (2018) Универзитет у Београду, Електротехнички факултет, Докторска дисертација
- [91] К.Љ. Ђорђевић. Примене неуронских мрежа у фотоакустичкој анализи силицијума n-типа у фреквентном домену (2020) Универзитет у Београду, Физички факултет, Докторска дисертација
- [92] М. Јордовић Павловић, Програмски оквић заснован на машинском учењу за аутоматизацију обраде резултата фотоакустичних мерења (2020) Универзитет у Новом Саду, Факултет техничких наука, Докторска дисертација

- [93] Д.К. Маркушев, Утицај фотогенерисаних носилаца наелектрисања на термалне и еластичне особине Силицијума n-типа (2021) Универзитет у Нишу, Електронски факултет, Докторска дисертација.
- [94] D.M. Todorović, M.D. Rabasović, D.D. Markushev, V. Jović, K.T. Radulović, Investigation of Micromechanical Structures by Photoacoustic Elastic Bending Method (2012) Int J Thermophys 33(10-11) 2222–2229 <https://doi.org/10.1007/s10765-012-1242-9>
- [95] D. Korte, M. Franko, Application of complex geometrical optics to determination of thermal, transport, and optical parameters of thin films by the photothermal beam deflection technique (2015) J. Opt. Soc. Am. A. Opt. Image Sci. Vis. 32(1) 61–74 <https://doi.org/10.1364/JOSAA.32.000061>.
- [96] M.D. Dramićanin, V. Djokovic, S. Galović, Theory of photothermal effects in thermally inhomogeneous solids with constant effusivity (2000) J. Phys. D. Appl. Phys. 33(14) 1736–1738, 2000. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/33/14/313>
- [97] T. Ikari, A. Salnick, A. Mandelis, Theoretical and experimental aspects of three-dimensional infrared photothermal radiometry of semiconductors (1999) J. Appl. Phys. 85(10), 7392–7397. <https://doi.org/10.1063/1.369368>
- [98] D.A. Nield, A. Bejan, Heat Transfer Through a Porous Medium, Chapter 2, Convection in Porous Media, Springer Science Business Media New York 2013, https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5541-7_2,
- [99] S. Galović, M.D. Dramićanin, Numerical simulation of photothermal effects in solids with inhomogeneous thermal properties (1999) J. Phys. D. Appl. Phys. 32(13) 1511–1516 <https://doi.org/10.1088/0022-3727/32/13/312>
- [100] S. Galović, Z. Šoškić, M. Popović, D. Čevizović, Z. Stojanović, Theory of photoacoustic effect in media with thermal memory (2014) J. Appl. Phys. 116(2) 0–12 <https://doi.org/10.1063/1.4885458>
- [101] M.V. Nestic, S.P. Galovic, Z.N. Soskic, M.N. Popovic, D.M. Todorović, Photothermal thermoelastic bending for media with thermal memory (2012) Int. J. Thermophys. 33(10–11) 2203–2209 <https://doi.org/10.1007/s10765-012-1237-6>
- [102] M.V. Nestic, M.N. Popovic, S.P. Galovic, The influence of multiple optical reflexions on the photoacoustic frequency response (2016) Opt. Quantum Electron. 48(290) 7 <https://doi.org/10.1007/s11082-016-0564-4>.

- [103] M.V. Nestic, P. Gusavac, M.N. Popovic, Z.N. Soskic, S.P. Galovic, Thermal memory influence on the thermoconducting component of indirect photoacoustic response (2012) Phys. Scr., T149(T149)014018 <https://doi.org/10.1088/0031-8949/2012/T149/014018>
- [104] H. Cabrera, D. Mendoza, J. L. Benitez, C. B. Flores, S. Alvarado, E. Marin, Thermal diffusivity of few-layers graphene measured by an all-optical method (2015) J. Phys. D. Appl. Phys. 48(46) 465501 <https://doi.org/10.1088/0022-3727/48/46/465501>
- [105] M.N. Popovic, S.P. Galovic, Z. Stojanovic, Photothermal spectra of inhomogeneous coatings (2009) Acta Phys. Pol. A, 116(4) 535–537 <https://vinar.vin.bg.ac.rs/bitstream/handle/123456789/6843/6839.pdf?sequence=1&isAllowed=y>
- [106] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, J. Ordonez-Miranda, Experimental photoacoustic observation of the photogenerated excess carrier influence on the thermoelastic response of n-type silicon (2020) J. Appl. Phys. 128, 095103 <https://doi.org/10.1063/5.0015657>
- [107] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.P. Galovic, S. Aleksic, D. Pantic, and D.M. Todorovic, The surface recombination velocity and bulk lifetime influences on photogenerated excess carrier density and temperature distributions in n-type silicon(2018) Facta Univ. - Ser. Electron. Energ.31(2)313–328 <https://doi.org/10.2298/fuee1802313m>
- [108] Z.N. Soskic, S.P. Galovic, N. Bogojevic, S. Todosijevic, Static component of photothermal response in non-transparent samples (2012) Facta Univ. - Ser. Electron. Energ. 25(3) 213–224 <https://doi.org/10.2298/fuee1203213s>
- [109] J. Wang, A. Mandelis, A. Melnikov, Variational Photocarrier Radiometry Reconstruction of Exciton Lifetime Spectra for a Coupled PbS Colloidal Quantum Dot Thin Film Under Combined AC and DC Laser Excitation (2015) Int J Thermophys 36(5-6), 1358–1365. <https://doi.org/10.1007/s10765-015-1872-9>
- [110] D.M. Todorović, Plasma, thermal, and elastic waves in semiconductors (2003) Rev. Sci. Instrum. 74(1) 582–585 <https://doi.org/10.1063/1.1523133>

- [111] R.R. Pezarini, H.S. Bernabé, F. Sato, L.C. Malacarne, N.G.C. Astrath, J.H. Rohling, A.N. Medina, R.D. dos Reis, F.C.G. Gandra, On the use of photothermal techniques to study NiTi phase transitions (2014) *Mater. Res. Express* 1(2), 1 026502 <https://doi.org/10.1088/2053-1591/1/2/026502>
- [112] A. Somera, M.N. Popovic, G.K. da Cruz, A. Novatskia, E.K. Lenzia, S.P. Galovic, Anomalous thermal diffusion in two-layer system: The temperature profile and photoacoustic signal for rear light incidence (2022) *Int. J. Therm. Sci.* 179, 107661, <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2022.107661>
- [113] A. Somer, A. Novatski, C.F. Serbena, K.E. Lenzi, Fractional GCEs behaviors merged: Prediction to the photoacoustic signal obtained with subdiffusive and superdiffusive operators(2020) *J. Appl. Phys.* 128(7) 075107. <https://doi.org/10.1063/5.0015644>
- [114] A. Somer, F. Camilotti, G.F. Costa, C. Bonardi, A. Novatski, A. Andrade, et al, The thermoelastic bending and thermal diffusion processes influence on photoacoustic signal generation using open photoacoustic cell technique (2013) *J. Appl. Phys.* 114(6) 063503. <https://doi.org/10.1063/1.4817655>
- [115] A. Mandelis, J. Batista, J. Gibkes, M. Pawlak, J. Pelzl, Noncontacting laser photocarrier radiometric depth profilometry of harmonically modulated band bending in the space-charge layer at doped SiO₂-Si interfaces (2005) *J. Appl. Phys.* 97(8), 083507. <https://doi.org/10.1063/1.1850197>
- [116] A. Somer, A. Gonçalves, T.V. Moreno, G.K. Cruz, M.L. Baesso, N. Astrath, A. Novatski, Photoacoustic signal with two heating sources: Theoretical predictions and experimental results for the Open Photoacoustic Cell technique (2020) *Meas Sci Technol* 31(7) 075202 <https://doi.org/10.1088/1361-6501/ab786a>
- [117] K. Strzałkowski, D. Dadarlat, M. Streza, J. Zakrzewski, Thermal characterization of ZnBeMnSe mixed compounds by means of photopyroelectric and lock-in thermography methods (2015) *Appl. Phys. A* 119(3), 1165–1171. <https://doi.org/10.1007/s00339-015-9086-3>
- [118] J. Ordonez-Miranda, R. Anufriev, M. Nomura, S. Volz, Net heat current at zero mean temperature gradient (2022) *Phys. Rev. B*, 106(10) L100102 <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.106.L100102>

- [119] J.-L. Battaglia, E. Ruffio, A. Kusiak, C. Pradere, E. Abisset, S. Chevalier, A. Sommer, J.-C. Batsale, The periodic pulse photothermal radiometry technique within the front face configuration (2020) *Measurement*, 58, 107691. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2020.10>
- [120] Y. G. Gurevich, I. Lashkevych, Sources of Fluxes of Energy, Heat, and Diffusion Heat in a Bipolar Semiconductor: Influence of Nonequilibrium Charge Carriers (2013) *Int J Thermophys* 34, 341-349 <https://doi.org/10.1007/s10765-013-1416-0>
- [121] A. Somer, A. Novatski, E.K. Lenzi, Theoretical predictions for photoacoustic signal: Fractionary thermal diffusion with modulated light absorption source(2019) *Eur. Phys. J. Plus*134(12) <https://doi.org/10.1140/epjp/i2019-12900-y>
- [122] M. Nestic, M., Popovic, M., Rabasovic, D. Milicevic, E. Suljovrujic, D. Markushev, Z. Stojanovic, Thermal Diffusivity of High-Density Polyethylene Samples of Different Crystallinity Evaluated by Indirect Transmission Photoacoustics (2018) *Int J Thermophys* 39, 24 <https://doi.org/10.1007/s10765-017-2345-0>
- [123] M.V. Nestic, M.N. Popovic, S.P. Galovic, Developing the Techniques for Solving the Inverse Problem in Photoacoustics (2019) *Atoms*, 7(1)24 <https://doi.org/10.3390/atoms7010024>
- [124] M. Nestic, M. Popovic, K. Djordjevic, V. Miletic, M. Jordovic-Pavlovic, D. Markushev, S. Galovic, Development and comparison of the techniques for solving the inverse problem in photoacoustic characterization of semiconductors (2020) *Opt. Quantum Electron.*53(7)381 <https://doi.org/10.1007/s11082-021-02958-0>
- [125] M.V. Nestic, M.N. Popovic, S.P. Galovic, K.Lj. Djordjevic, M.I. Jordovic-Pavlovic, V.V. Miletic, D.D. Markushev, Estimation of linear expansion coefficient and thermal diffusivity by photoacoustic numerical self-consistent procedure (2022) *J. Appl. Phys.* 131(10) 105104 <https://doi.org/10.1063/5.0075979>
- [126] M. Lukić, Z. Čojbašić, D.D. Markushev, Trace gases analysis in pulsed photoacoustics based on swarm intelligence optimization (2022) *Opt Quant Electron* 54, 674 <https://doi.org/10.1007/s11082-022-04059-y>

- [127] M. Lukić, Ž. Čojbašić, M.D. Rabasović, D.D., Markushev, D.M. Todorović, Genetic Algorithms Application for the Photoacoustic Signal Temporal Shape Analysis and Energy Density Spatial Distribution Calculation (2013) *Int J Thermophys* 34(8-9) 1466–1472. <https://doi.org/10.1007/s10765-013-1529-5>
- [128] M.I. Jordović-Pavlović, M.M. Stanković, M.N. Popović, Ž.M. Čojbašić, S.P. Galović, D.D. Markushev, The application of artificial neural networks in solid-state photoacoustics for the recognition of microphone response effects in the frequency domain (2020) *J. Comput. Electron.* **19**, 1268–1280 <https://doi.org/10.1007/s10825-020-01507-4>
- [129] M.I. Jordovic-Pavlovic, A.D. Kupusinac, K.Lj. Djordjevic. S.P. Galovic, D.D. Markushev, M.V. Nesi, M.N. Popovic, Computationally intelligent description of a photoacoustic detector (2020) *Opt Quant Electron* 52, 246 <https://doi.org/10.1007/s11082-020-02372-y>
- [130] M.I. Jordovic-Pavlovic, D.D. Markushev, A.D. Kupusinac, K.L. Djordjevic, M.V. Nesi, S.P. Galovic, M.N. Popovic, Deep Neural Network Application in the Phase-Match Calibration of Gas–Microphone Photoacoustics (2020) *Int J Thermophys* 41(6) <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02650-7>
- [131] K.Lj. Djordjevic, D.D. Markushev, Ž.M. Čojbašić, K.L. Djordjevic, Photoacoustic Measurements of the Thermal and Elastic Properties of n-Type Silicon Using Neural Networks (2019) *Silicon* 12(6) 1289–1300 <https://doi.org/10.1007/s12633-019-00213-6>
- [132] K.Lj. Djordjevic, S.P. Galovic, M.I. Jordovic-Pavlovic, M.V. Nesi, M.N. Popovic, Z.M. Čojbasic, D.D. Markushev, Photoacoustic optical semiconductor characterization based on machine learning and reverse-back procedure (2020) *Opt Quant Electron* 52(5). <https://doi.org/10.1007/s11082-020-02373-x>
- [133] K.Lj. Djordjevic, D.D. Markushev, Z.M. Čojbasic, S.P. Galovic, Inverse problem solving in semiconductor photoacoustics by neural networks(2020) *Inverse Probl. Sci. Eng.*, pp. 1–15 <https://doi.org/10.1080/17415977.2020.1787405>
- [134] K.Lj Djordjevic, S.P Galović, Ž.M. Čojbašić, D.D. Markushev, D.K. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, Electronic Characterization of Plasma-Thick n-Type Silicon Using Neural Networks and Photoacoustic Response (2022) *Opt Quant Electron* 54(8) <https://doi.org/10.1007/s11082-022-03808-3>

- [135] K.Lj. Djordjevic, S.P. Galovic, M.I. Jordovic-Pavlovic, Z.M. Cojbasic, D.D. Markushev, D. D. Improvement of Neural Networks Applied to Photoacoustic Signals of Semiconductors with Added Noise (2020) *Silicon*, 13(9), 2959–2969. <https://doi.org/10.1007/s12633-020-00606-y>
- [136] K.Lj. Djordjević, S.P. Galović, M.N. Popović, M.V. Nešić, I.P. Stanimirović, Z.I. Stanimirović, D.D. Markushev Use Neural Network in Photoacoustic Measurement of Thermoelastic Properties of Aluminum foil (2022) *Measurement*, 111537, 0263-2241 <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2022.111537>
- [137] K.Lj. Djordjevic, M.I. Jordović-Pavlović, Ž.M. Čojbašić, S.P. Galović, M.N. Popović, M. V. Nešić, D.D. Markushev. Influence of data scaling and normalization on overall neural network performances in photoacoustics (2022) *Opt Quant Electron* 54, 501 <https://doi.org/10.1007/s11082-022-03799-1>
- [138] A. Mandelis, *Photoacoustic and thermal wave phenomena in semiconductors*. Elsevier, 1987.
- [139] H. S. Carslaw, J. C. Jaeger, *Conduction of Heat in Solids*, Oxford University Press, Oxford, UK, (1959) ISBN 0 19 8533 68 3
- [140] S L Sobolev, Local non-equilibrium transport models, *Physics-Uspekhi* **40** (10) 1043-1053 (1997) (*Uspekhi Fizicheskikh Nauk*, Russian Academy of Sciences)
- [141] Sobolev SL, Dai W. (2022) *Materials* (Basel). 17;15(12):4287 <https://doi.org/10.3390/ma15124287>
- [142] I. A. Novikov, “Harmonic thermal waves in materials with thermal memory,” *J. Appl. Phys.*, vol. 81, no. 3, pp. 1067–1072, Feb. 1997, doi: 10.1063/1.363849.
- [143] D. D. Joseph and L. Preziosi, “Heat waves,” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 61, no. 1, pp. 41–73, Jan. 1989, doi: 10.1103/RevModPhys.61.41.
- [144] D. D. Joseph and L. Preziosi, “Addendum to the paper ‘Heat waves’ [Rev. Mod. Phys. 61, 41 (1989)],” *Rev. Mod. Phys.*, vol. 62, no. 2, pp. 375–391, Apr. 1990, doi: 10.1103/RevModPhys.62.375.

- [145] J.G. Fujimoto, J.M. Liu, and E.P. Ippen, Femtosecond Laser Interaction with Metallic Tungsten and Nonequilibrium Electron and Lattice Temperatures, *Phys. Rev. Letters*, vol. 53, no. 19 (1984) <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.53.1837>
- [146] Y. Kraftmakher, Observation of Relaxation Phenomena in Thermophysical Properties of Metals (1996) *Int. J. Thermophys.* 17 (5) <https://doi.org/10.1007/BF01442001>
- [147] D. Jou, J. Casas-Vazquez and G. Lebon, Extended irreversible thermodynamics (1988) *Rep. Prog. Phys.* 51, 1105-1179 ISBN: 978-90-481-3074-0
- [148] C. Cattaneo, Sur une forme de l'équation de la chaleur éliminant le paradoxe d'une propagation instantanée (1958) *C. R. Acad. Sci.* 247(431)
- [149] P. Vernotte, Sur quelques complications possible dans les phénomènes de conduction de la chaleur, *C. R. Acad. Sci.* 252, 2190 (1961)
- [150] K. Mitra, S. Kumar, A. Vedavarez and M.K. Moallemi, Experimental Evidence of Hyperbolic Heat Conduction in Processed Meat (1995) *J. Heat Transfer*, 117(3) <https://doi.org/10.1115/1.2822615>
- [151] A. Vedavarez, S. Kumar, and M.K. Moallemi, Significance of Non-Fourier Heat Waves in Conduction (1994) *J. Heat Transfer*, 116(1) <https://doi.org/10.1080/17455030.2022.2134601>
- [152] Ding, Z., Chen, K., Song, B. et al. Observation of second sound in graphite over 200 K. *Nat Commun* 13, 285 (2022). <https://doi.org/10.1038/s41467-021-27907-z>
- [153] Huberman S, Duncan RA, Chen K, Song B, Chiloyan V, Ding Z, Maznev AA, Chen G, Nelson KA. Observation of second sound in graphite at temperatures above 100 K (2019) *Science* 364(6438):375-379. <https://doi.org/10.1126/science.aav3548>.
- [154] A. Mandelis, *Progress in Photoacoustic and Photothermal Science and Technology (Vol IV)*. Bellingham, Washington, 98227-0010, USA: SPIE Press, Bellingham, 1999.
- [155] V. Miletić, M. Popovic, S. Galovic, D. Markushev, Lj. Kostic, M. Nestic, Influence of non-irradiated surface optical absorber on temperature gradient induced by photothermal effect in a thin film (2022) *Facta universitatis - series Physics Chemistry and Technology* 20 (No 1):67-77 <https://doi.org/10.2298/FUPCT2201067M>.
- [156] V. V. Miletic, M. N. Popović, S. P. Galovic, D. D. Markushev, and M. V. Nestic, "Photothermally induced temperature variations in a low-absorption sample via backside

- absorption,” *J. Appl. Phys.*, 2023, doi: 10.1063/5.0134313.
- [157] Data Acquisition - Handbook. A Reference For DAQ And Analog & Digital Signal Conditioning, United States of America: Measurement Computing Corporation, 2012.
- [158] J. Fraden, Handbook of modern sensors: Physics, Designs and Applications. Springer, Switzerland, 2016. ISBN 978-1-4419-6465-6 [https://doi.org/ 10.1007/978-1-4419-6466-3](https://doi.org/10.1007/978-1-4419-6466-3)
- [159] S. Galovic, B. Secerov, S. Trifunovic, D Milicevic, E. Suljovrujic, A study of gamma-irradiated polyethylenes by temperature modulated differential scanning calorimetry (2012) *Radiat. Phys. Chem.* 81(9), 1374–1377. <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2011.11>.
- [160] D. Milicevic, M. Micic, G. Stamboliev, A. Leskovac, M. Mitric, E. Suljovrujic, Microstructure and crystallinity of polyolefins oriented via solid-state stretching at an elevated temperature (2012) *Fibers Polym.* 13(4), 466–470. <https://doi.org/10.1007/s12221-012-0466-4>.

Биографија

Весна В. Милетић је рођена 25. јануара 1991. године у Горажду, БиХ, Република Српска. Основну школу „Пале“ завршила је 2006. године на Палама, као носилац "Вукове дипломе" и Награде за ученика генерације. Похађала је „Математичко одјељење“ у Гимназији „Друга гимназија“ у Сарајеву, коју је завршила 2009. године. Током основног и средњег образовања учествовала је на бројним такмичењима из физике, математике и спорта, гдје је остварила запажене резултате. 2009. године уписује се на Филозофски факултет Универзитета у Источном Сарајеву, одсјек за математику и физику. Основне студије завршава у јулу 2013. године са просјечном оцјеном 9.59. Мастер студије је завршила (2015-2017) на Природно-математичком факултету Универзитета у Новом Саду, на департману за физику, са просјечном оцјеном 9.40. Докторске студије Физика (2018-) уписује на Природно математичком факултету у Нишу. Положила је све испите предвиђене планом и програмом студија, са просјечном оцјеном 9.75 и остварила 150 ЕСПБ бодова

Стипендиста је Фонда „Др Милан Јелић“ академске 2010/11, 2011/12, 2012/13 и 2013/14 године. У марту 2014. године посјетила је *Johannes Kepler Universität* (Линц), гдје је радила на превођењу математичких материјала са енглеског на српски језик у оквиру „*GeoGebra Translation*“. Члан је Друштва математичара Републике Српске,

У марту 2014. године бирана је у звање асистента на Катедри за математику и физику Филозофског факултета Универзитета у Источном Сарајеву, а у марту 2018. године је изабрана у академско звање виши асистент, ужа научна област *Физика кондензоване материје*. Од 2014. године је ангажована на Електротехничком факултету, Универзитета у Источном Сарајеву. Од 2018. године учествује у научно-истраживачком раду Групе за фотоакустику и фототермалну науку у „Лабораторији за атомску физику – ЛАБ040“, Института Винча, Института од националног значаја за Републику Србију.

У току свог научноистраживачког рада учествовала је на неколико међународних конференцијама и коаутор је три рада у међународним часописима категорије М20 и једног у категорији М51.

Библиографија

Радови у истакнутим међународним часописима [M22]:

1. V. V. Miletic, M. N. Popović, S. P. Galovic, D. D. Markushev, and M. V. Nestic, “Photothermally induced temperature variations in a low-absorption sample via backside absorption,” J. Appl. Phys., 2023, doi: 10.1063/5.0134313.

2. M.V. Nestic, M.N. Popovic, S.P. Galovic, K.Lj. Djordjevic, M.I. Jordovic-Pavlovic, V.V. Miletic, D.D. Markushev, Estimation of linear expansion coefficient and thermal diffusivity by photoacoustic numerical self-consistent procedure (2022) J. Appl. Phys. 131(10) 105104 <https://doi.org/10.1063/5.0075979>.

3. M. Nestic, M. Popovic, K. Djordjevic, V. Miletic, M. Jordovic-Pavlovic, D. Markushev, S. Galovic, Development and comparison of the techniques for solving the inverse problem in photoacoustic characterization of semiconductors (2020) Opt. Quantum Electron.53(7)381 <https://doi.org/10.1007/s11082-021-02958-0>.

Радови у водећим часописима националног значаја [M51]:

1. V. Miletic, M. Popovic, S. Galovic, D. Markushev, Lj. Kostic, M. Nestic, Influence of non-irradiated surface optical absorber on temperature gradient induced by photothermal effect in a thin film (2022) Facta universitatis - series Physics Chemistry and Technology 20 (No 1):67-77 <https://doi.org/10.2298/FUPCT2201067M>.

Саопштења са међународних скупова штампана у изводу [M33]:

1. V.V.Miletic, K.Lj. Djordjevic, D.D.Markushev, M.N. Popovic, S.P. Galovic, D.S. Milicevic, M.V. Nestic, Photoacoustic Characterization of PLLA Samples at Different Crystallinity Levels (Fotoakustička karakterizacija PLLA uzoraka različitih nivoa kristaliničnosti), in 19th

International Symposium INFOTEH-JAHORINA, 18-20 March 2020, 109-113,
<https://infoteh.etf.ues.rs.ba/zbornik/2020/radovi/P-2/P-2-1-pdf>.

2. V.V. Miletić, D.K. Markushev, D.D. Markushev, M.N. Popovic, K.Lj. Djordjevic, S.P. Galovic, M.V. Nestic, Ispitivanje uticaja nanetog sloja boje na površinske temperaturske varijacije laserski sinterovanog poliamida, in 21st International Symposium INFOTEH-JAHORINA, 16-18 March 2022, 16-18, <https://infoteh.etf.ues.rs.ba/zbornik/2022/>
<https://heyzine.com/flip-book/ae82c5ef9b.html>

Изјаве аутора

ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Изјављујем да је докторска дисертација, под насловом

Фотоакустичка карактеризација материјала високог степена оптичке провидности-теоријска разматрања, експериментална мерења и анализа резултата

која је одбрањена на Природно-математичком факултету Универзитета у Нишу:

- резултат сопственог истраживачког рада;
- да ову дисертацију, ни у целини, нити у деловима, нисам пријављивао/ла на другим факултетима, нити универзитетима;
- да нисам повредио/ла ауторска права, нити злоупотребио/ла интелектуалну својину других лица.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци, који су у вези са ауторством и добијањем академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада, и то у каталогу Библиотеке, Дигиталном репозиторијуму Универзитета у Нишу, као и у публикацијама Универзитета у Нишу.

У Нишу, _____.

Потпис аутора дисертације:

Весна Милетић

**ИЗЈАВА О ИСТОВЕТНОСТИ ШТАМПАНОГ И ЕЛЕКТРОНСКОГ ОБЛИКА
ДОКТОРСКЕ ДИСЕРТАЦИЈЕ**

Наслов дисертације:

**Фотоакустичка карактеризација материјала високог степена оптичке провидности-
теоријска разматрања, експериментална мерења и анализа резултата**

Изјављујем да је електронски облик моје докторске дисертације, коју сам предао/ла за уношење у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, истоветан штампаном облику.

У Нишу, _____.

Потпис аутора дисертације:

Весна Милетић

ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Никола Тесла“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу унесе моју докторску дисертацију, под насловом:

Фотоакустичка карактеризација материјала високог степена оптичке провидности-теоријска разматрања, експериментална мерења и анализа резултата

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском облику, погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију, унету у Дигитални репозиторијум Универзитета у Нишу, могу користити сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons), за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство (CC BY)

2. Ауторство – некомерцијално (CC BY-NC)

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде (CC BY-NC-ND)

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима (CC BY-NC-SA)

5. Ауторство – без прераде (CC BY-ND)

6. Ауторство – делити под истим условима (CC BY-SA)

У Нишу, _____.

Потпис аутора дисертације:

Весна Милетић