



УНИВЕРЗИТЕТ У НИШУ
ЕЛЕКТРОНСКИ ФАКУЛТЕТ



Драгана К. Маркушев

**УТИЦАЈ ФОТОГЕНЕРИСАНИХ
НОСИЛАЦА НАЕЛЕКТРИСАЊА НА
ТЕРМАЛНЕ И ЕЛАСТИЧНЕ ОСОБИНЕ
СИЛИЦИЈУМА *n*-ТИПА**

ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА

Ниш, 2021.



UNIVERSITY OF NIŠ
FACULTY OF ELECTRONIC ENGINEERING



Dragana K. Markushev

**THE INFLUENCE OF THE
PHOTOGENERATED CHARGE CARRIERS
ON THE THERMAL AND ELASTIC
PROPERTIES OF THE *n*-TYPE SILICON**

DOCTORAL DISSERTATION

Niš, 2021.

Подаци о докторској дисертацији

Ментор:

--

Наслов:

Утицаја фотогенерисаних носилаца наелектрисања на термалне и еластичне особине силицијума n -типа

Резиме:

<p>У овој тези представљена је комплетна теоријска и експериментална анализа утицаја фотогенерисаних носилаца на динамичку компоненту расподела температура и термоеластичну компоненту фотоакустичког сигнала силицијума n-типа осветљеног модулисаним извором монохроматске светлости за фреквенције модулације у распону од: 1 Hz до 10^7 Hz за теорију и 20 Hz до 20 kHz за експеримент. Анализе су изведене за различите дебљине узорка, различите квалитете њихових површина и различито време живота фотогенерисаних носилаца. Највећи део анализе заснива се на поређењу амплитуде и фазе температурних и фотоакустичних сигнала са и без присуства фотогенерисаних носилаца. Посебна пажња посвећена је проналажењу карактеристичних образаца понашања који су уочени кроз присутност јасно изражених пикова односа амплитуда и разлика фаза између температура на предњој и задњој површини узорка. Постојање ових пикова се може тумачити као недвосмислени показатељи присуства фотогенерисаних носилаца у полупроводничком узорку. Уочено је да се сличне структуре у облику пика јављају и код амплитуда термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала, тако да су пикови интензивнији код узорака чије су дебљине мање од вредности дифузионе дужине носилаца, тј. код плазма-танких узорака. Већи интензитет пикова подразумева смањење вредности амплитуде термоеластичне компоненте фотоакустичног сигнала на нижим фреквенцијама модулације, што ту компоненту чини „невидљивом“ за посматрање у реалном експерименту. Резултати приказани у овој тези указују на то да се ово смањење амплитуде термоеластичне компоненте може одразити на промену термоеластичног одзива узорка тј. на различити интензитет његовог савијања. Потенцијална примена овог истраживања може се наћи унутар контроле осетљивости Микро-Електро-Механичких Система (MEMS). Осветљавањем мембрана могу да променити њихова термоеластична својства, тј. флексибилност, а самим тим и осетљивост самог уређаја.</p>
--

Научна област:

Електротехничко и рачунарско инжењерство
--

Научна
дисциплина:

Микроелектроника и микросистеми

Кључне речи:

Микроелектроника, микросистеми, полупроводници, фотогенерисани носиоци, фотоакустика, светлосна побуда, звук, температурне расподеле, термоеластични ефекти

УДК:

621.396.6.181.5+(536.2:535)

CERIF
класификација:

T 171. Микроелектроника

Тип лиценце
Креативне
заједнице:

CC BY-NC-ND

Data on Doctoral Dissertation

Doctoral
Supervisor:

--

Title:

The influence of the photogenerated charge carriers on the thermal and elastic properties of the <i>n</i> -type silicon

Abstract:

<p>This thesis presents a complete theoretical and experimental analysis of the influence of photogenerated carriers on the dynamic component of temperature distribution and the thermoelastic component of <i>n</i>-type silicon photoacoustic signal illuminated by a modulated monochromatic light source for modulation frequencies ranging from: 1 Hz to 10^7 Hz (theory) and 20 Hz to 20 kHz (experiment). Analyzes were performed for different sample thicknesses, different surface qualities and different carrier lifetimes. Most of the analysis is based on comparing the amplitude and phase of temperature and photoacoustic signals with and without the presence of photogenerated carriers. Special attention was paid to finding characteristic patterns of behaviour that were observed through the presence of clearly expressed peaks of the amplitude ratio and phase differences between the temperatures on the front and back surface of the sample. The existence of these peaks can be interpreted as unambiguous indicators of the presence of photogenerated carriers in a semiconductor sample. It was noticed that similar structures in the form of peaks occur at the amplitudes of the thermoelastic component of the photoacoustic signal so that the peaks are more intense in samples whose thickness is less than the value of the diffusion length of the carriers, ie. in plasma-thin samples. Higher peak intensity implies a decrease in the value of the amplitude of the thermoelastic component of the photoacoustic signal at lower modulation frequencies, which makes this component "invisible" for observation in a real experiment. The results presented in this thesis indicate that this decrease in the amplitude of the thermoelastic component can be reflected in the change of the sample thermoelastic response, ie. different intensities of its bending. The potential application of this research can be found within the sensitivity control of Micro-electro-mechanical systems (MEMS). By illuminating the membranes, they can change their thermoelastic properties, ie. flexibility, and thus the sensitivity of the device itself.</p>

Scientific

Field:

Electronic engineering and computer science

Scientific

Discipline:

Microelectronics and Microsystems

Key Words:

Microelectronics, microsystems, semiconductors, photogenerated carriers, photoacoustics, light excitation, sound, temperature distributions, thermoelastic effects

UDC:

621.396.6.181.5+(536.2:535)

CERIF
Classification:

T 171. Microelectronics

Creative
Commons
License Type:

CC BY-NC-ND

Захвалница

Изузетна ми је част и задовољство да се захвалим свима који су ми, на директан или индиректан начин, помогли у изради ове докторске тезе. Искрену захвалност дугујем:

др Сањи Алексић, доценту Електронског факултета Универзитета у Нишу, на конструктивним смерницама и стручној помоћи у реализацији ове тезе, на сталној подршци и охрабрењима на савладавању свих препрека и изазова.

др Драгану Пантићу, редовном професору Електронског факултета Универзитета у Нишу, на несебичном ангажовању, на стручним, практичним и пријатељским саветима којима је допринео да ова теза добије праву суштину и форму.

др Весни Пауновић, редовном професору Електронског факултета Универзитета у Нишу, на дугогодишњој сарадњи, стручној помоћи, разумевању и подршци током свих фаза мојих докторских студија.

др Слободанки Галовић, научном саветнику Института за нуклеарне науке у Винчи, која је својим знањем, ентузијазмом и јасном визијом учинила ову тезу савременом и актуелном, и чији су стални подстицај и оптимизам учинили да се професионално обликујем на прави начин.

др Марици Поповић, научном сараднику Института за нуклеарне науке у Винчи, на издвојеном времену, стручним разговорима и корисним саветима.

др Биљани Пешић, редовном професору Електронског факултета Универзитета у Нишу, на стручној помоћи, интересовању за мој рад и финалном обликовању ове тезе.

др Младени Лукић, доценту Факултета за заштиту на раду Универзитета у Нишу на дугогодишњој подршци, подстицајним разговорима и прелепој идеји за текст ове Захвалнице.

др Катарини Ђорђевић и др Мирослави Јордовић-Павловић на оптимизму и дугогодишњој сарадњи у заједничком савладавању свих препрека ка задатом циљу.

Колегама са Института за физику у Земуну (др Михаилу Рабасовићу) и са Института за нуклеарне науке у Винчи (др Миољубу Нешићу), на многобројним речима подршке и охрабрења.

Посебну захвалност дугујем свом оцу Китану Ђорићу, дипломираном инжењеру електротехнике и пензионисаном професору Електротехничке школе „Никола Тесла“ у Нишу, на бескрајној љубави, подршци и помоћи коју ми је пружио током свих ових година.

На крају, неизмерну захвалност дугујем и својој породици, сину Стефану и супругу Драгану, на подршци и љубави која ми је у сваком тренутку давала снагу и веру да је заједнички успех близу.

Списак публикација

*[1] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, and J. Ordonez-Miranda, "Experimental photoacoustic observation of the photogenerated excess carrier influence on the thermoelastic response of n-type silicon", *Journal of Applied Physics*, **128**, 095103 (2020), <https://doi.org/10.1063/5.0015657>

[2] 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", *International Journal of Thermophysics*, **41**, 90 (2020), <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02669-w>

*[3] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, and 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", *Journal of Applied Physics*, **126**, 185102 (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5100837>

*[4] Dragana K. Markushev, Dragan D. Markushev, Slobodanka Galović, Sanja Aleksić, Dragan S. Pantić, Dragan M. Todorović, "The surface recombination velocity and bulk lifetime influences on photogenerated excess carrier density and temperature distributions in n-type silicon excited by a frequency-modulated light source", *Facta Universitatis, Series: Electronics and Energetics*, **31**, (2), (2018), pp. 313 – 328, <https://doi.org/10.2298/FUEE1802313>

[5] Sanja M. Aleksić, Dragana K. Markushev, Dragan S. Pantić, Mihajlo D. Rabasović, Dragan D. Markushev, Dragan M. Todorović, "Electro-acoustic influence of measuring system on the photoacoustic signal amplitude and phase in frequency domain", *Facta Universitatis, Series: Physics, Chemistry and Technology*, **14**, 1, (2016), pp. 9 – 20, doi: 10.2298/FUPCT1601009A

*[6] D. K. Markushev, M. N. Popovic, S. P. Galovic, K. Lj. Djordjevic, D. D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, "Steady-state temperature component within an n-type silicon plate illuminated with a laser beam of modulated intensity", *The 20th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena*, July 7-12, 2019, Moscow, Russia, ICPPP20 Book of Abstracts, (2019), pp. 325-326.

*[7] D. K. Markushev, S. Aleksic, D.S. Pantic, D. D. Markushev, M. D. Rabasovic, D. M. Todorovic, M. Lukic, Z. Cojbasic, "Industrial application of computationally intelligent photoacoustic: Analysis of Si plates in frequency domain", *18th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena*, September 6-10, 2015, Novi Sad, Serbia, ICPPP18 Book of Abstracts, (2015), p 198.

*[8] D. K. Markushev, S. Aleksic, D.S. Pantic, D. D. Markushev, M. D. Rabasovic, D. M. Todorovic, "Theoretical study of silicon membranes by solid state photoacoustics: thermoelastic properties in frequency domain", *18th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena*, September 6-10, 2015, Novi Sad, Serbia, ICPPP18 Book of Abstracts, (2015), p 177

*ИЗ ДИСЕРТАЦИЈЕ

Списак слика и табела

страница

Поглавље 2

Слика 1. Суд цилиндричног облика са молекулама гаса који се крећу у једном смеру дуж x -осе. Попречни пресек суда је S а његова дужина основе $l = v_{gr}t$ [2,3].	14
Слика 2. Промена вредности физичке величине G дуж x -осе [2,3].	15
Слика 3. Промена концентрације белих n_1 и црних n_2 молекула дуж x -осе [2,3].	16
Слика 4. Осветљавање непрозирног узорка облика кружне плоче дебљине l и полупречника R_s .	21
Слика 5. а) Дводимензионална силицијумска кристална решетка са ковалентном везом између суседних атома Si на $T = 0$ K; б) Кидање ковалентне везе и стварање пара електрон-шупљина на $T > 0$ [7].	25
Слика 6. а) Настанак вишка електрона уградњом донора атома фосфора P у кристалну решетку силицијума Si. У чвору остаје јон фосфора P^+ ; б) Настанак шупљина уградњом акцептора атома бора B у кристалну решетку силицијума Si. У чвору остаје јон бора B^- [7].	27
Слика 7. Осветљавање полупроводника облика кружне плоче дебљине l и олупречника R_s .	32
Слика 8. Зависност динамичке компоненте концентрације $\delta n(x, \omega)$ фотогенерисаних носилаца у полупроводнику у зависности од а) координате x и б) фреквенције модулације f , добијене на основу једначине (42).	34

Поглавље 3

Слика 9. Шема осветљене плочице силицијума n -типа	38
Слика 10. Зависност динамичке компоненте температуре $T(x, \omega)$ у полупроводнику у зависности од а) координате x и б) фреквенције модулације f , добијене на основу једначине (67).	43

Поглавље 4

Слика 11. Једноставна схема настанка термалних ефеката у осветљеном узорку услед његовог загревања нерадијативном релаксацијом након апсорпције светлости [5].	48
Табела 1. Основна подела фототермалних детекционих метода на основу величина које се мере, које одговарају променама различитих термодинамичких параметара [5].	49
Слика 12. Схематски приказ главних процеса који учествују у формирању звучних сигнала узорка осветљеног модулисаним извором светлости у оквиру фотоакустике чврстих узорака [5].	50
Слика 13 Термални клип [24]	55
Слика 14. а) Амплитуде A и б) фазе φ термодифузионог фотоакустичког сигнала добијене једначинама (75-79) у функцији фреквенције модулације f , са произвољно узетим параметрима.	56
Слика 15. Механички клип [24]	58
Слика 16. Амплитуде A и фазе φ термоеластичног фотоакустичког сигнала у функцији фреквенције модулације f , израчунате помоћу једначине (89).	61
Слика 17. Амплитуде A и фазе φ укупног (црвена линија), термодифузионог (испрекидана плава) и термоеластичног (испрекидана зелена) фотоакустичког сигнала у функцији фреквенције модулације f , израчунате помоћу једначине (90).	62
Слика 18. а) Амплитуде A и б) фазе φ плазмаеластичне компоненте сигнала $\delta p_{PE}(f)$ у функцији фреквенције модулације f , израчунат помоћу једначине (98).	66
Слика 19. а) Амплитуде A и б) фазе φ укупног фотоакустичког сигнала (пуна линија) са одговарајућим компонентама (испрекидане линије) у функцији фреквенције модулације f , рачунате помоћу једначина (91-99).	67
Слика 20. Резултати добијања а) амплитуда A и б) фаза φ укупног сигнала δp_{total} и његових компоненти δp_{TD} , δp_{TE} и δp_{PE} у функцији фреквенција модулације f .	68

Слика 21. Резултати добијања а) амплитуда A и б) фаза φ укупног сигнала δp^*_{total} и његових компоненти δp^*_{TD} и δp^*_{TE} у функцији фреквенција модулације f .	69
Слика 22. Резултати добијених а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ „са“/“без“ носилаца укупног сигнала $\delta p_{total}/\delta p^*_{total}$ за дебљину узорка од 30 μm у функцији фреквенција модулације f .	70
Слика 23. Резултати добијених а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ „са“/“без“ носилаца термодифузионих компоненти $\delta p_{TD}/\delta p^*_{TD}$ за дебљину узорка од 30 μm у функцији фреквенција модулације f .	70
Слика 24. Резултати добијених а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ „са“/“без“ носилаца термоеластичних компоненти $\delta p_{TE}/\delta p^*_{TE}$ за дебљину узорка од 30 μm у функцији фреквенција модулације f .	71

Поглавље 5

Слика 25. Схема експерименталне апаратуре отворене фотоакустичке ћелије у трансмисионом моду рада [5-16].	74
Слика 26. Типични ефекти филтера пропусника високих учестаности на а) амплитуду A и б) фазу φ нашег ФА сигнала. $S_{exp}(f)$ је измерени сигнал детектован инструментима, $p_{total}(f)$ је сигнал који генерише узорак и H^a_{total} је преносна функција система. Стрелице указују на ниво изобличења $p_{total}(f)$ [10,11].	76
Слика 27. Типични ефекти акустичког филтера пропусника ниских учестаности на а) амплитуде A и б) фазе φ ФА сигнала. $S_{exp}(f)$ је измерени сигнал, $p_{total}(f)$ је сигнал који генерише узорак и H^a_{total} је преносна функција дефинисана једначином (104.6). Стрелице показује ниво изобличења $p_{total}(f)$ сигнала [10,11].	77
Слика 28. Типичан изглед а) амплитуде A и б) фазе φ измереног шума $N(f)$ као збира правог микрофонског flicker-шума $N_{FN}(f)$ и кохерентног шума $N_{CSD}(f)$ [10,11].	78
Слика 29. Типичан изглед а) амплитуде A и б) фазе φ измереног сигнала $Y_{exp}(f)$. $S_{exp}(f)$ је сигнал који потиче од инструменталних изобличења, $p_{total}(f)$ је генерисан од стране узорка а $N(f)$ представља измерени шум [10,11].	79
Слика 30. Типични ефекти филтрирања на а) амплитуде A и б) фази φ $S_{exp}(f)$ сигнала, насталог утицајем инструмената. $p_{total}(f)$ је сигнал генерисан од стране узорка а S_{fit} представља криву добијену фитовањем $S_{exp}(f)$. Стрелице показују ниво корекције $p_{total}(f)$ сигнала [10,11].	80

Поглавље 6

Слика 31. Поређења амплитуда $A(f)$ концентрације фотогенерисаних носилаца $\delta n_p(x, \omega)$ на предњој ($\delta n_p(0, \omega)$ - љубичаста) и задњој ($\delta n_p(l, \omega)$ - светло плаво) површини у зависности од фреквенције модулације f , у случају дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$ - испрекидана линија) и танких ($l = 10 \mu\text{m}$ - пуна линија) узорака. Коришћени су различити односи брзина површинских рекомбинација s_1 и s_2 (а,б,в,г) уз подразумевану константну вредност запреминског времена живота носилаца $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ [5].	86
Слика 32. Поређење односа амплитуда $A_r = \delta n_p(0, \omega)/\delta n_p(l, \omega) $ концентрација фотогенерисаних носилаца на предњој и задњој страни у зависности од фреквенције модулације f , рачунатих за различите вредности брзина површинских рекомбинација s_1 и s_2 за константно $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ у случају: а) дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$) и б) танких ($l = 10 \mu\text{m}$) узорака [5].	87
Слика 33. Поређење амплитуда A густина вишка носилаца $\delta \mu_p(x)$ на предњој ($\delta \mu_p(0)$ - љубичаста) и задњој ($\delta \mu_p(l)$ - светло плава) површини у зависности од фреквенције модулације f , у случају дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$ - испрекидана) и танких ($l = 10 \mu\text{m}$ - пуна линија) узорака. Различите вредности времена живота τ су узете у разматрање (а,б,в,г) уз константан однос s_1 и s_2 [5].	88
Слика 34. Поређења односа амплитуда A_r концентрације фотогенерисаних носилаца између предње и задње површине $ \delta n_p(0, \omega)/\delta n_p(l, \omega) $ полупроводника у зависности од фреквенције модулације f , израчунате за различите вредности времена живота τ и константан однос s_1 и s_2 у случају: а) дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$) и б) танких ($l = 10 \mu\text{m}$) узорака [5].	89

Слика 35. Поређења нормализованих амплитуда A_n и фаза φ површинских расподела температура $T_s(x, \omega)$ на предњој (а,б - пуна љубичаста) и задњој површини (в,г - пуна светло плава) дебелог узорка ($l = 1000 \mu\text{m}$), са доприносима термализационе ($T_{\text{therm}}(x, \omega)$ - испрекидана), запреминске ($T_{\text{bulk}}(x, \omega)$ - тачкаста) и површинске рекомбинационе ($T_{\text{sr}}(x, \omega)$ - испрекидано-тачкаста линија) компоненте у зависности од фреквенције модулације f [5].	91
Слика 36. Поређења нормализованих амплитуда A_n и фаза φ површинских расподела температура $T_s(x, \omega)$ на предњој (а,б - пуна љубичаста) и задњој површини (в,г - пуна светло плава) танког узорка ($l = 10 \mu\text{m}$), са доприносима термализационе ($T_{\text{therm}}(x, \omega)$ - испрекидана), запреминске ($T_{\text{bulk}}(x, \omega)$ - тачкаста) и површинске рекомбинационе ($T_{\text{sr}}(x, \omega)$ - испрекидано-тачкаста линија) компоненте у зависности од фреквенције модулације f [5].	92
Слика 37. Поређење односа амплитуда A_r и разлика фаза $\Delta\varphi$ на предњој (а,б) и задњој површини (в,г) дебелог узорка ($l = 1000 \mu\text{m}$) у зависности од фреквенције модулације f [5].	93
Слика 38. Поређење односа амплитуда A_r и разлика фаза $\Delta\varphi$ на предњој (а,б) и задњој површини (в,г) танког узорка ($l = 10 \mu\text{m}$) у зависности од фреквенције модулације f [5].	94
Табела 2. Параметри узорка Si n-типа за $T_{\text{amb}} = 300 \text{ K}$ и $\lambda = 660 \text{ nm}$ [4,5]	95
Слика 39. Фреквентне зависност итермалне дифузионе дужине (μ) и модула комплексне дифузионе дужине фотогенерисаних носилаца (L) у поређењу са оптичком дужином продирања β^1 и различитим дебљинама узорка l [4].	95
Слика 40. Поређења а) нормализованих амплитуда A и б) фаза φ температурних расподела на предњој (љубичаста) и задњој (светло плава) површини узорка, „са“ (пуна) и „без“ (испрекидана) утицаја фотогенерисаних носилаца, у функцији модулационе фреквенције f , у случају плазма-дебелог узорка ($l = 1000 \mu\text{m}$) [4].	96
Слика 41. Поређења а) нормализованих амплитуда A и б) фаза φ температурних расподела на предњој (љубичаста) и задњој (светло плава) површини узорка, „са“ (пуна) и „без“ (испрекидана) утицаја фотогенерисаних носилаца, у функцији модулационе фреквенције f , у случају плазма-танког узорка ($l = 10 \mu\text{m}$) [4].	97
Слика 42. Поређење температурских разлика између предње и задње површине узорка у случајевима а) плазма-дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$) и б) плазма танких ($l = 10 \mu\text{m}$) узорка, у случајевима „са“ (пуна) и „без“ (испрекидана) носилаца, у функцији фреквенција модулације f [4].	98
Слика 43. Поређење а) односа амплитуда A_r^* и б) разлика фаза $\Delta\varphi^*$ температурских расподела $T_s^*(x, \omega)$ у случају плазма-танких и плазма-дебелих узорка „без“ носилаца као функције фреквенције модулације f . Вредност $L_p = 346 \mu\text{m}$ [4].	99
Слика 44. Поређење а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ температурских расподела $T_s(x, \omega)$ у случају плазма-танких и плазма-дебелих узорка „са“ носиоцима као функције фреквенције модулације f . Вредност $L_p = 346 \mu\text{m}$ [4].	100
Слика 45. Поређење амплитуда термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала а) „без“ $\delta p_{\text{TE}}^*(f)$ и б) „са“ $\delta p_{\text{TE}}(f)$ утицајем фотогенерисаних носилаца у зависности од фреквенције модулације f , у случају плазма-дебелих узорка дебљина $L_p \leq l \leq 1000 \mu\text{m}$. Стрелице означавају смер опадања амплитуде указујући да то смањење прати смањење дебљине узорка. $L_p = 346 \mu\text{m}$ [4].	102
Слика 46. Поређење амплитуда термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала а) „без“ $\delta p_{\text{TE}}^*(f)$ и б) „са“ $\delta p_{\text{TE}}(f)$ утицајем фотогенерисаних носилаца у зависности од фреквенције модулације f , у случају плазма-танких узорка дебљина $l_{\text{pmax}} \leq l \leq L_p$. Стрелице означавају смер опадања амплитуде указујући да то смањење прати смањење дебљине узорка. $L_p = 346 \mu\text{m}$, $l_{\text{pmax}} = 200 \mu\text{m}$ [4].	102
Слика 47. Поређење амплитуда термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала а) „без“ $\delta p_{\text{TE}}^*(f)$ и б) „са“ $\delta p_{\text{TE}}(f)$ утицајем фотогенерисаних носилаца у зависности од фреквенције модулације f , у случају плазма-танких узорка дебљина $10 \mu\text{m} \leq l \leq l_{\text{pmax}}$. Стрелице означавају смер опадања амплитуде указујући да то смањење прати смањење дебљине узорка. $L_p = 346 \mu\text{m}$, $l_{\text{pmax}} = 200 \mu\text{m}$.	103
Слика 48. Схема трансмисионог мода рада отворене фотоакустичке ћелије без стезача узорка коришћене у експериментима [3].	105
Слика 49. (а, в, д) Амплитуде $A_{\text{exp}}(f)$ и (б, г, њ) фазе $\varphi_{\text{exp}}(f)$ измерених S_{exp} , фитованих S_{fit} и неискривљених фотоакустичких сигнала $\delta P(f)$ као функције фреквенције модулације f . Размере за све $A_{\text{exp}}(f)$ и $\varphi_{\text{exp}}(f)$ су исте за све дебљине l ради лакшег поређења [3].	107

Табела 3. Карактеристични параметри мерног система [3].	108
Табела 4. Параметри силицијумских узорака [3].	109
Слика 50. (а, в, д) Амплитуде $A(f)$ и (б, г, њ) фазе $\varphi(f)$ укупног сигнала δp_{total} и свих његових компоненти δp_{TD} , δp_{TE} и δp_{PE} као функција фреквенције модулације f , у случају различитих дебљина узорака l [3].	110
Слика 51. Резултати за а) односе амплитуда A_r у б) разлике фаза $\Delta\varphi$ између предње $T(0, \omega)$ и задње $T(l, \omega)$ температуре површине узорка у случају плазма-дебелог (150 μm), плазма-танког (30 μm) и узорка граничне дебљине ($L_p = 85 \mu\text{m}$), у функцији фреквенција модулације f [3].	112
Слика 52. Резултати а) температурних разлика ΔT и б) понашања амплитуде δp_{total} , $\Delta T(x)$ и $ \Delta T(x) $ као функције фреквенција модулације f [3].	114
Прилог 1	
Слика СП1. Статичке компоненте а) концентрације фотогенерисаних носилаца у б) температуре као функције координате x унутар Si плочица дебљине $l = 1000 \mu\text{m}$ [4].	122
Прилог 2	
Слика СП2. Принципијелна схема двослојног узорка [1].	123
Прилог 3	
Слика СП3. Фуријеов (пуна и испрекидана линија) и модификован Фуријеов закон (црта-тачка линија) примењени у прорачуну термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала „са“ (без звездице) и „без“ носилаца, у функцији фреквенције модулације f у случају 200 μm дебеле Si плочице [6].	129

Списак скраћеница

ECM	Electret Condenser Microphone
MEMS	Micro-Electro-Mechanical Systems
MOS	Metal-Oxide-Silicon
MOSFET	Metal-Oxide-Silicon Field-Effect Transistor
HEMC	Нано-Електро-Механичке Структуре
PAT	Photoacoustic tomography
PAM	Photoacoustic microscopy
PE	Плазмаеластика
PC	Personal Computer
SRH	Shockley-Read-Hall
TE	Термоеластика
TD	Термодифузија
ФА	Фотоакустички сигнал
ФАС	Фотоакустичка спектроскопија
FTPAS	Fourier Transform Photoacoustic Spectroscopy
FTIRPAS	Fourier Transform Infrared Photoacoustic Spectroscopy
CD	Compact Disc

САДРЖАЈ

Захвалница	i
Списак публикација	iii
Списак слика и табела	v
Списак скраћеница	ix
Садржај	xi
Поглавље 1. Увод	1
1.1. Мотивација	2
1.2. Организација тезе	3
1.3. Историјски развој фотоакустике чврстих узорака	5
1.4. Досадашња примена фотоакустике код полупроводника	7
Литература уз Поглавље 1	10
Поглавље 2. Теорија транспортних процеса	13
2.1. Општа транспортна једначина	14
2.2. Транспорт честица	16
2.3. Транспорт топлоте	18
2.4. Транспорт фотогенерисаних носилаца у полупроводницима	24
2.4.1. Опште карактеристике силицијума	25
2.4.2. Карактеристике фотогенерисаних носилаца	28
2.4.3. Модулисани транспорт фотогенерисаних носилаца	31
Литература уз Поглавље 2	35
Поглавље 3. Температурне расподеле у полупроводнику	37
3.1. Модулисани транспорт топлоте	38
3.2. Компоненте термализације, површинске и запреминске рекомбинације	41
Литература уз Поглавље 3	44
Поглавље 4. Фотоакустика полупроводника	47
4.1. Фототермалне науке	47
4.2. Фотоакустика	49
4.3. Методе и технике фотоакустике	51
4.4. Теорија композитног клипа	53
4.4.1. Термални клип	53
4.4.2. Механички клип	57
4.4.3. Композитни клип	62
4.4.4. Утицај фотогенерисаних носилаца на композитни клип	63
4.5. Карактеризација полупроводника	67
Литература уз Поглавље 4	71
Поглавље 5. Експериментална поставка	73
5.1. Метода отворене ћелије	73
5.2. Корекција мереног сигнала	74
Литература уз Поглавље 5	80
Поглавље 6. Резултати и дискусија	83
6.1. Резултати теоријске анализе	83
6.1.1. Концентрација носилаца: утицај површинских рекомбинација	84

6.1.2. Концентрација носилаца: утицај времена живота	87
6.1.3. Укупна површинска температура: допринос вишка носилаца	90
6.1.4. Температурне расподеле са и без утицаја носилаца	94
6.1.5. Амплитудни односи и разлике фаза температура	98
6.1.6. Термоеластична компонента фотоакустичког сигнала	100
6.1.7. Закључна разматрања	103
6.2. Резултати експерименталне анализе	104
6.2.1. Експериментална поставка	104
6.2.2. Мерења и корекција сигнала	106
6.2.3. Обрада коригованог сигнала	108
6.2.4. Односи температура	111
Литература уз Поглавље 6	114
Поглавље 7. Закључна разматрања и правци будућих истраживања	117
7.1. Теоријски допринос истраживања	117
7.2. Експериментални допринос истраживања	118
7.3. Правци будућих истраживања	119
Прилог 1. Статичка компонента температуре	121
Литература уз Прилог 1	122
Прилог 2. Температурне расподеле у двослојном узорку	123
Литература уз Прилог 2	125
Прилог 3. Примена модификованог Фуријеовог закона	127
Литература уз Прилог 3	129

Поглавље 1.

Увод

Последњих стотинак година развој индустрије у свету доживео је огроман напредак у областима дигиталних и информационих технологија. У њиховим оквирима индустрија полупроводничке електронике заузима једно од најзначајнијих места. Сви транзистори (нпр. MOS – Metal-Oxide-Silicon, MOSFET - Metal-Oxide-Silicon Field-Effect Transistor) и интегрисана кола која се користе у најсавременијим технологијама (рачунари, мобилни телефони,...) користе силицијум као основни материјал. Поред електронске индустрије, силицијум има велику примену у оквирима осталих индустријских грана, посебно тешке и хемијске индустрије. Заједно са индустријом, енергетика је привредна грана која свој развој базира на силицијуму, посебно у области коришћења обновљивих извора енергије, где је развој соларних ћелија на првом месту. Због тога данас силицијум има велики утицај на модерну светску економију, те се ера дигиталних и информационих технологија са правом може назвати и силицијумском ером [1-4].

У оквирима научних истраживања силицијум је нашао широку примену у скоро свим областима природних и техничких наука као полупроводнички материјал специфичних физичких и хемијских особина. Силицијум (Si) има кристалну структуру, јако је издржљив, флексибилан и еластичан, тако да при савијању нема хистерезиса и готово да нема расипања енергије. Такође, силицијум је врло поуздан материјал у смислу да трпи мали замор материјала, па механичке компоненте направљене од силицијума имају врло дуг век експлоатације. У оквиру електронске индустрије до изражаја долазе његове полупроводничке карактеристике које су се показале погодним за интегрисање различитих електронских компоненти и прављење различитих врста спојева и вишеслојних структура. Захваљујући томе силицијум се показао погодним за примене у оквирима Микро-Електро-Механичких Система (MEMS), Нано-Електро-Механичких Система (NEMS) и анализа танких филмова [5-8]. Силицијумске компоненте MEMS-а имају димензије од 1 до 100 μm , а интегрисане у низу могу бити површине и до 1000 mm^2 . Са друге стране, у оквиру анализе танких филмова користе се силицијумске подлоге (wafers) као носачи танких филмова, обично кружног облика пречника неколико десетина центиметара, и дебљина од 200 до 1000 μm . Димензије MEMS-ова су врло битан параметар при одређивању термалних и еластичних особина, од којих зависи њихов квалитет, нпр. флексибилност MEMS сензора или функционалност танких филмова [9-12].

1.1. Мотивација

Интересантно је приметити да се у литератури улога носилаца у промени термалног стања полупроводника најчешће занемарује. Поставља се питање због чега је то тако, и да ли је улога фотогенерисаних носилаца занемарљива независно од услова под којима се полупроводник осветљава. Наиме, детаљнијом теоријском анализом уочено је да код MEMS уређаја са силицијумским мембранама (сензори притиска) може доћи до промене осетљивости уколико се мембрана осветли видљивом светлошћу. Интензитет те промене мења се значајно уколико осветљавањем долази и до генерације носилаца у силицијуму. На основу наведене анализе заснован је и главни мотив овог рада, са тежњом да се покаже да утицај фотогенерисаних носилаца није занемарљив, и да под одређеним околностима уме да буде јасно изражен и интензиван. Да би се тај утицај показао, неопходно је пронаћи оптималне услове под којима ће ефекти фотогенерисаних носилаца у силицијуму бити јасно видљиви, препознати и у потпуности објашњени у комплетној области модулационих фреквенција оптичког извора од 20 Hz до 20 kHz. То ће се у овој тези урадити на два начина: 1) кроз теоријску и 2) експерименталну анализу силицијумских узорака различитих дебљина: од неколико стотина (дебљине Si подлога) до неколико десетина микрона (дебљине мембрана). Кроз теорију ће се показати, а потврдиће се и експериментом, да утицај носилаца зависи од стања површина узорака, њихове дебљине и времена живота носилаца. Такође, показаће се да овај утицај има за последицу промену флексибилности осветљених силицијумских мембрана, што може да утиче на осетљивости MEMS сензора. Додатни мотив рада на овој тези је превазилажење недостатака фотоакустике у погледу узаног радног фреквентног опсега од 20 Hz до 20 kHz. То ће се урадити проширењем теоријске анализе на област модулационих фреквенци од 1 Hz до 1 MHz, како би се употпунила и генерализовала слика свих ефеката који утичу на понашање осветљеног силицијума у фреквентном домену фотоакустике.

Иако је силицијум добро познат материјал чија се карактеризација врши на различите начине, његово понашање током осветљавања још увек није до краја испитано. Посебно место у тим истраживањима заузима способност силицијума да преноси топлоту. Та способност обликована је његовим термалним и еластичним особинама, које играју важну улогу у стварању или мењању различитих ефеката, како у њему самом тако и у његовој околини. Ови су ефекти одговорни и за исправан и ефикасан рад свих уређаја направљених од силицијума. Посебан изазов у свему томе представља утицај фотогенерисаних носилаца на поменуте ефекте, јер они утичу на два начина: као 1)

носиоци наелектрисања и 2) носиоци топлоте. У овој тези нагласак ће бити стављен на утицај фотогенерисаних носилаца наелектрисања као носилаца топлоте.

Почетни интерес за анализу процеса фотогенерације носилаца и њихов утицај као носилаца топлоте на термалне и еластичне ефекте силицијума осветљеног неким светлосним извором јавио се, природно, у оквиру фототермалних метода [13-15]. Специјално место међу њима заузима фотоакустика чврстих тела као врло осетљива и недеструктивна метода [16-20]. Испоставило се да је она погодна за испитивање силицијумских узорака чије су дебљине у областима од 1 до 1000 μm , што покрива анализу како различитих подлога танких филмова, тако и великог броја MEMS уређаја [10,11,21-24]. Код подлога са дебљинама неколико стотина микрона битно је познавање утицаја фотогенерисаних носилаца, јер се фотоакустичка анализа танких филмова своди на диференцијалну анализу подлога-филм, која је јако осетљива на мале промене параметара. Код MEMS уређаја (нпр. мембрана облика кружних или квадратних плочица дебљина неколико десетина микрона) утицај фотогенерисаних носилаца топлоте и наелектрисања јако је битан јер може променити флексибилност силицијума мерену преко његове савитљивости, што доводи до промена у осетљивости ових уређаја, доводећи у питање њихов исправан рад.

До сада је много учињено у фотоакустици на истраживању танких узорака коришћених у MEMS-овима, или танких филмова и вишеслојних структура [26-30]. У свим тим примерима фотоакустика се, као релативна метода, најчешће користила као допунска метода да би се комплетирао друга истраживања. Додатну мотивацију за овај рад, у методолошком смислу, даје чињеница да су све досадашње фотоакустичке студије непотпуне из најмање два разлога: а) најчешће се фокусирају на анализе или амплитуде или фазе независно, ретко истовремено; б) ни у једном од ових истраживања није извршена свеобухватна фотоакустичка анализа сигнала у комплетном фреквентном домену од 20 Hz до 20 kHz. Превазилажењем ових недостатака развила би се стандардна метода којом би се искористио пуни капацитет фотоакустике.

1.2. Организација тезе

Теза се састоји из седам поглавља.

У првом, уводном поглављу, дат је кратак осврт на развој индустрије и примену силицијумских узорака, образложена је мотивација тезе и приказан је укратко развој фотоакустике у карактеризацији чврстих узорака, а посебно у полупроводницима.

У другом поглављу су разматране теоријске основе транспортних процеса у физици. Посебно је разматран транспорт честица, а посебно транспорт енергије у узорцима осветљеним модулисаним изворима зрачења. Дати су основи појмови дифузионих процеса, и изведене су основне дифузионе једначине које ће се користити како за описивање транспорта честица преко промена њихових концентрација, тако и за описивање транспорта енергије преко температурских расподела. Дат је општи приказ карактеристика полупроводника са описима процеса фотогенерације носилаца – електрона и шупљина, и њихове рекомбинације. Описан је детаљно модулисани транспорт фотогенерисаних носилаца, као основни транспорт честица у осветљеном полупроводнику без утицаја њиховог наелектривања.

Треће поглавље представља преглед топлотних расподела у полупроводнику услед његовог осветљавања и утицаја фотогенерисаних носилаца на исте. Дате су основне карактеристике модулисаног транспорта топлоте. Изведене су основне температурске компоненте полупроводника: термализациона и рекомбинациона - површинска и запреминска. Указано је на велики утицај фотогенерисаних носилаца кроз рекомбинационе компоненте на температурну слику полупроводника, како на осветљеној, тако и на неосветљеној страни.

Четврто поглавље садржи опис теоријских основа фотоакустичке спектроскопије полупроводника. Укратко су дате основе фототермалних наука као наука базираних на интеракцији светлости и материје, и конверзији апсорбоване енергије у топлоту. Дат је приказ различитих термалних ефеката карактеристичних за одређени начин трансфера енергије. Дефинисани су основни термални параметри узорка на основу којих се бирају физичке величине које се мере у експериментима и дефинишу детекционе методе фототермалних наука. Издвојена је фотоакустичка спектроскопија као неструктивна метода погодна за карактеризацију најразличитијих материјала, а посебно полупроводника. Теорија композитног клипа дата је у кратким цртама као основни теоријски модел којим се описује фотоакустика. Изведене су термодифузиона, термоеластична и плазмаеластична компонента укупног фотоакустичког сигнала помоћу којих се може описати двојако дејство фотогенерисаних носилаца у полупроводнику: као носилаца топлоте и као носилаца наелектривања. Дати су основни принципи карактеризације полупроводника

У петом поглављу је дат приказ најчешће коришћене експерименталне поставке у фотоакустици, тзв. методе отворене ћелије у трансмисионој конфигурацији. Осим основних делова, приказана су и уводна разматрања корекције експерименталног сигнала,

неопходне методе за уклањање утицаја мерних инструмената на осетљива амплитудно-фазна мерења фотоакустичког одзива осветљеног узорка, ради добијања неискривљеног сигнала који се користи за карактеризацију материјала.

Шесто поглавље обједињује теоријске и експерименталне резултате који се тичу утицаја фотогенерисаних носилаца на фотоакустички и температурски одзив полупроводника осветљених модулисаним изворима светлости. Анализа је заснивана на проналажењу најповољнијих услова за уочавање ефеката фотогенерисаних носилаца у односу на дебљине узорака, стања њихових површина, квалитета полупроводничких материјала у односу на дефекте и концентрације нечистоћа, и понашање еластичног савијања као последице различитих температура или различитих концентрација носилаца на осветљеној и неосветљеној страни испитиваног узорка. Показана је непосредна веза између температурних расподела и фотоакустичког одзива узорка, као и различити обрасци понашања сигнала и температура у зависности од дебљине полупроводника повезане са дифузионом дужином носилаца.

Седмо поглавље даје закључна разматрања и предлоге за могуће правце будућих истраживања.

1.3. Историјски развој фотоакустике чврстих узорака

Фотоакустички ефекат, као процес претварања апсорбоване светлости у звук, први пут је откривен у гасовима осамдесетих година деветнаестог века. Ефекат је откривен независно од стране неколико истраживача [31-33]. Њихово откриће се састојало у следећем: када неки гас осветлимо модулисаним извором светлости, он ће почети да емитује звук. Тандал је први установио да је побуда гаса изазвана инфрацрвеним делом спектра [33]. Побуда је праћена релаксацијом честица гаса која доводи до његовог загревања. Када нема побуде, гас се охлади до првобитне температуре. Захваљујући модулацији, гас се периодично загрева и хлади што, при константној запремини гаса, доводи до наизменичне промене његовог притиска. Главна последица наизменичне промене притиска гаса јесте стварање звука. Нажалост, услед неразвијених техника детекције и слабих извора светлости, ни Тандал ни остали нису успели да развију поуздани метод анализе гасова фотоакустиком. То се успело тек тридесетих година прошлог века, када су се развиле модерне технологије, снажни извори зрачења (ласери) и осетљиви претварачи (микрофони).

Много касније након развоја метода фотоакустике за гасове [34-37], почеле су да се развијају и методе анализе чврстих тела и течности. Прво је Паркер [38] открио да

прозори фотоакустичких ћелија за гасове апсорбују један део енергије побудне светлости, загревају се, и да ту топлоту преносе гасовима у ћелији и на тај начин стварају звук. Овај ефекат је теоријски развио Розенцвајг [16,39,40], чија се теорија и методологија и данас користи за објашњење фотоакустичких сигнала снажно апсорбујућих чврстих тела и течности. Розенцвајгово објашњење фотоакустичког ефекта у чврстим (и течним) узорцима било је следеће: део побудне модулисана светлости апсорбује се, скоро у потпуности, на површини узорка. Највећи део апсорбованог зрачења претвори се у топлоту повећавајући температуру површине узорка. Периодично загревање површине периодично загрева слој гаса око узорка узрокујући његово периодично ширење и скупљање. Периодично ширење и скупљање слоја гаса ствара звучни талас који се детектује микрофоном. Амплитуда сигнала са микрофона пропорционална је амплитуди звучног таласа, а ова променама температуре површине узорка. Промене температуре површине везане су за способност материјала узорка да преноси топлоту са једне на другу страну узорка процесом дифузије. Због тога се анализом звука могу добити термодифузиони параметри испитиваног материјала као што су: коефицијент топлотне дифузије, коефицијент термалне проводљивости, специфични топлотни капацитет или густина узорка. На тај начин може се извршити потпуна термална карактеризација узорка.

Временом је уочено да Розенцвајгово објашњење није потпуно већ да, поред загревања површине узорка и слоја гаса уз њу, долази и до новог ефекта: савијања узорка. Наиме, ако се узорак у облику плоче осветли модулисаним извором са једне стране, након извесног времена температура на осветљеној страни постаће већа од температуре на неосветљеној страни. То значи да је ширење узорка неједнако тј. веће тамо где је температура већа. Неједнако ширење узорка доводи до његовог савијања. Степен савијања зависи од разлике температура, а ова од врсте материјала од кога је узорак направљен. Савијањем узорка компримује се гас у његовој близини, тј. мења његов притисак. Ако је савијање периодично (због модулисаног осветљавања), онда се и притисак мења периодично – настаје звук. Анализом тог звука могу се добити тзв. термоеластични параметри материјала као што су: коефицијент термалног ширења и Јангов модуо еластичности.

На основу уоченог новог ефекта, МекДоналд и Ветсел су 1978. године проширили Розенцвајгову анализу створивши нову теорију композитног клипа [41,42]. Наиме, они су Розенцвајгов ефекат назвали ефектом термалног клипа, јер су схватили да се слој гаса уз узорак, који се периодично шири и скупља, понаша као клип који остатак гаса гура према микрофону. Ефекат настанка звука услед савијања узорка назвали су ефектом механичког

клипа, јер се узорак савијањем понаша као клип који компримовани гас такође гура ка микрофону. Увођењем теорије композитног клипа Мек Доналд и Ветсел су показали да се звук који бележи микрофон, тј. фотоакустички сигнал, састоји од две компоненте: термодифузионе (термални клип) и термоеластичне (механички клип). На овај начин је проширена област анализе фотоакустиком, јер се сада могла извршити комплетна не само термална, већ и механичка карактеризација узорка. Показало се да је једна од најпогоднијих метода фотоакустике подржаних теоријом композитног клипа тзв. трансмисиона фотоакустика отворене ћелије, и она ће бити коришћена у овом раду.

Један од великих проблема фотоакустике чврстих узорака је немогућност коришћења читаве области микрофонских фреквенција због кривљења сигнала услед дејства мерног ланца. Тодоровић је [21,30] тај проблем решавао користећи се стандардним нормализационим процедурама. Односима амплитуда и разликама фаза експерименталних сигнала успевао да у највећој мери очисти сигнале од тих утицаја у широком опсегу фреквенција. Тек је Маркушев [43,44] са својим сарадницима успео да очисти сигнал у читавом фреквентном домену од 20 Hz до 20 kHz, препознавши да микрофон и пратећа електроника, појачавачи, модулатори, извори напајања итд, делују на сигнал као електронски и акустички филтри, слабећи амплитуду сигнала на нижим, и стварајући акустичке резонанце на вишим фреквенцијама. Његов метод ће бити употребљен и у овој тези на чишћењу експерименталних сигнала.

1.4. Досадашња примена фотоакустике код полупроводника

Као и код свих осталих материјала, и код полупроводника модулисано осветљавање изазива његово периодично загревања, што узрокује периодичне промене температуре, како на његовој површини, тако и унутар његове запремине. [45,46]. Међутим, постоји један ефекат који се јавља само код полупроводника, а то је генерација слободних носилаца наелектрисања. Ако је енергија светлосног фотона једнака или већа од енергијског процепа материјала, такав фотон побуђује електрон премештајући га из валентне у проводну зону, стварајући тако пар електрон-шупљина. Генерација је највећа на површини материјала, где се већина светлости апсорбује. Парови електрон-шупљина генерисани на овај начин називају се фотогенерисани носиоци или, краће, вишак носилаца. Они се посматрају, као што смо већ напоменули, или као носиоци наелектрисања или као носиоци топлоте, и својим кретањем унутар полупроводника изазивају различите ефекте у њима [47-50]. У оквирима теорије композитног клипа, код

полупроводника се мора узети у обзир утицај вишка носилаца као носилаца топлоте. Носиоци својим кретањем (дуж градијента, у правцу смањења своје концентрације) јако мењају температурну слику узорка. На тај начин се и термални и механички клип, тј. термодифузиона и термоеластична компонента, мењају захваљујући утицају фотогенерисаних носилаца.

Крајем деведесетих година прошлог века, Тодоровић и Николић [17,20,51] указали су на постојање још једног ефекта у полупроводницима, који је директна последица дејства носилаца као носилаца наелектрисања. Уочили су да је фотогенерација носилаца праћена стварањем одређене вредности њихове концентрације (концентрације наелектрисања), не у читавом полупроводнику већ на местима апсорпције светлости. У полупроводнику се тако ствара градијент концентрације носилаца. Ако је фотогенерација периодична, на супротним крајевима полупроводника се, услед кретања носилаца, стварају периодичне концентрације наелектрисања, веће на осветљеној, мање на неосветљеној страни. Интеракције наелектрисања са кристалном решетком полупроводника веће су на местима веће, а мање на местима мање концентрације. Те интеракције изазивају периодично савијање узорка који компримује тј. сабија гас око узорка и тако ствара звук. Анализом овако насталог звука може се добити тзв. плазмаеластични параметар узорка: коефицијент електронске деформације материјала.

На описан начин је у фотоакустику полупроводника уведена нова компонента звука (фотоакустичког сигнала), тзв. плазмаеластична компонента [21,30,51,52]. Сада се може рећи да је укупан фотоакустички сигнал који детектује микрофон, а који је настао модулисаним осветљавањем полупроводника, састављен од три компоненте: термодифузионе, термоеластичне и плазмаеластичне. То значи да се карактеризација полупроводника може урадити фотоакустичком методом тако да су покривени термални, механички и електронски ефекти, карактеристични за испитивани полупроводнички материјал.

Осврнимо се на термално стање осветљеног полупроводника. Оно, између осталог, зависи од концентрације фотогенерисаних носилаца и односа процеса њихове генерације и рекомбинације. Генерацијом називамо процес преласка електрона из валентне у проводну зону због апсорпције енергије фотона светлости. На месту електрона у валентној зони остаје шупљина. Зато се каже да се генерацијом стварају парови електрон-шупљина – слободни носиоци наелектрисања. И електрони и шупљине могу да се крећу кроз полупроводнике. Ако не постоји спољашње електрично поље њихово кретање је или хаотично, или усмерено ка областима њихове мање концентрације. Рекомбинација је

процес супротан генерацији. Она описује повратак електрона у валентну зону, при чему се електрон и шупљина спајају ослобађајући енергију. Време између генерације и рекомбинације назива се време живота носилаца. Што је време живота дуже, носиоци имају више прилика да се крећу и на тај начин утичу на различите процесе и ефекте у полупроводнику и по његовим површинама.

Енергија се, услед рекомбинације, ослобађа радијативним или нерадијативним путем у зависности од типа полупроводника (*direct bandgap* – са директним процепом или *indirect bandgap* – са индиректним процепом), његове нечистоће и постојања дефеката (SRH - Shockley-Read-Hall рекомбинација), или концентрације носилаца (Ожеова рекомбинација). У случају полупроводника са индиректним процепом (какав је кристални силицијум) радијативна релаксација је занемарљива, а ослобођена енергија се предаје кристалној решетки полупроводника у виду топлоте. Места рекомбинације постају извори топлоте (термални извори) који мењају топлотну слику полупроводника. Зато се рекомбинација често назива и процесом термализације носилаца. Ако је место рекомбинације идентично месту генерације, говоримо о брзој термализацији до које долази или због велике вероватноће за нерадијативну рекомбинацију, или због кратког времена живота носилаца. Ако је време живота велико, места рекомбинације су далеко од места генерације (обично реда величине дифузионе дужине носилаца), па настале изворе топлоте називамо спорим термалним изворима.

Описана термализација носилаца утиче на температурну расподелу унутар запремине полупроводника и на његовој површини. Зато се и температура полупроводника рачуна као збир три компоненте [53-54], једне термализационе и две рекомбинационе: површинске и запреминске. Доминација неке од ових компоненти зависи, поред осталог, од концентрације фотогенерисаних носилаца, стања површина тј. брзине површинске рекомбинације, времена живота носилаца и дебљине полупроводничког узорка. Овако сложена температурска расподела узима се у обзир када се израчунавају компоненте фотоакустичких сигнала. Због тога и укупни микрофонски сигнал може да буде различит од сигнала који се добијају када нема фотогенерације носилаца. Уочљивост разлика зависи од експерименталних услова. У ранијим истраживањима те разлике су биле тешко приметне, што је давало погрешан утисак да су ефекти фотогенерисаних носилаца, као носилаца топлоте и као носилаца наелектрисања, тешко уочљиви. Зато је један од главних изазова фотоакустике последњих година како постићи највећу видљивост ефеката фотогенерисаних носилаца, и тиме ћемо се позабавити у овој тези.

Литература уз Поглавље 1

- [1] Moskowitz, Sanford L, (2016). “Advanced Materials Innovation: Managing Global Technology in the 21st century”. John Wiley & Sons. pp. 165–167. ISBN 978-0-470-50892-3.
- [2] Dabrowski, Jarek; Müssig, Hans-Joachim (2000). 1.2. The Silicon Age. Silicon Surfaces and Formation of Interfaces: Basic Science in the Industrial World. World Scientific. pp. 3–13. ISBN 978-981-02-3286-3.
- [3] Siffert, Paul; Krimmel, Eberhard, (2013). Preface. Silicon: Evolution and Future of a Technology. Springer Science & Business Media. ISBN 978-3-662-09897-4.
- [4] "100 incredible years of physics – materials science". Institute of Physics. December 2019. Retrieved 10 December 2019.
- [5] Gabriel K, Jarvis J, Trimmer W, (1988). Small Machines, Large Opportunities: A Report on the Emerging Field of Microdynamics: Report of the Workshop on Microelectromechanical Systems Research. National Science Foundation (sponsor). AT&T Bell Laboratories.
- [6] Waldner JB (2008). Nanocomputers and Swarm Intelligence, London: ISTE John Wiley & Sons. p. 205. ISBN 9781848210097.
- [7] Angell J.B., Terry S.C., Barth P.W., Silicon Micromechanical Devices, *Scientific American*, **248**, 4, (1983), 44–55, doi:10.1038/scientificamerican0483-44.
- [8] [8] Rai-Choudhury P, (2000), MEMS and MOEMS Technology and Applications. SPIE Press. pp. ix, 3. ISBN 9780819437167.
- [9] Hosseinian E, Pierron O.N., Quantitative in situ TEM tensile fatigue testing on nanocrystalline metallic ultrathin films. *Nanoscale*, **5**, 24, (2013), 12532–41, doi:10.1039/C3NR04035F
- [10] Levy, Roland Albert (1989). Microelectronic Materials and Processes, pp. 1–2. ISBN 978-0-7923-0154-7. Retrieved 2008-02-23.
- [11] Grovenor, C. (1989). Microelectronic Materials, CRC Press. pp. 113–123. ISBN 978-0-85274-270-9. Retrieved 2008-02-25.
- [12] Nishi, Yoshio (2000). Handbook of Semiconductor Manufacturing Technology. CRC Press. pp. 67–71. ISBN 978-0-8247-8783-7. Retrieved 2008-02-25.
- [13] Vasil'ev, A.N., Sablikov, V.A. & Sandomirskii, V.B. Photothermal and photoacoustic effects in semiconductors and semiconductor structures. *Soviet Physics Journal*, **30**, 544–554 (1987). <https://doi.org/10.1007/BF00897344>
- [14] Gärtner WW, Photothermal Effect in Semiconductors, *Phys. Rev.* 122, 419 – Published 15 April 1961; Erratum *Phys. Rev.* 122, 1962 (1961), <https://doi.org/10.1103/PhysRev.122.419>
- [15] Lotfy, K. A novel model for photothermal excitation of variable thermal conductivity semiconductor elastic medium subjected to mechanical ramp type with two-temperature theory and magnetic field, *Scientific Reports*, **9**, (2019), 3319, <https://doi.org/10.1038/s41598-019-39955-z>
- [16] Rosencwaig A, in Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena in Semiconductors, edited by A. Mandelis (Elsevier, New York, 1987), Chap. 5.
- [17] Nikolić PM, Todorović DM, Photoacoustic and electroacoustic properties of semiconductors, *Progress in Quantum Electronics*, **13**, 2, (1989), 107-189, [https://doi.org/10.1016/0079-6727\(89\)90006-2](https://doi.org/10.1016/0079-6727(89)90006-2)
- [18] M. Pawlak, Photothermal, photocarrier, and photoluminescence phenomena in semiconductors studied using spectrally resolved modulated infrared radiometry: Physics and applications, *Journal of Applied Physics*, **126**, 150902, (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5114719>
- [19] Yaqin Song, Bernard Cretin, Dragan M Todorovic and Pascal Vairac, Study of photothermal vibrations of semiconductor cantilevers near the resonant frequency, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41**, 15, (2008), 155106, <https://doi.org/10.1088/0022-3727/41/15/155106>
- [20] Todorovic DM and Nikolic PM, Investigation of carrier transport processes in semiconductors by the photoacoustic frequency transmission method, *Optical Engineering*, **36**, 2, (1997), <https://doi.org/10.1117/1.601215>
- [21] D.M.Todorovic, M.D.Rabasovic, D.D.Markushev, Photoacoustic elastic bending in thin film – substrate system: Experimental determination of the thin film parameters, *Journal of Applied Physics*, **116**, 053506 (2014); <http://dx.doi.org/10.1063/1.4890346>
- [22] L. Olenka, A. N. Medina, M. L. Baesso, A. C. Bento, A. F. Rubira, Monitoring the Depth Penetration of Dyes in Poly (Ethylene Terephthalate) Films Using a Two Layer Based Photoacoustic Model, *Brazilian Journal of Physics*, **32**, 2b, (2002); <http://dx.doi.org/10.1590/S0103-97332002000300010>
- [23] E.Welsch, D.Ristau, Photothermal measurements on optical thin films, *Applied Optics*, **34**, 31, (1995) 7239 – 7253; <https://doi.org/10.1364/AO.34.007239>

- [24] Yoshihiko Kanemitsu et al, Photoacoustic Characterization of Semiconductor Heterostructures, Japanese *Journal of Applied Physics*, **31**, 29, (1992), <https://doi.org/10.7567/JJAPS.31S1.29>
- [25] Bytcho L, Maliński M, Photoacoustic spectroscopy analysis of thin semiconductor samples, *Opto-Electronics Review*, **26**, 3, (2018), 217-222, <https://doi.org/10.1016/j.opelre.2018.06.005>
- [26] Melgares Camacho, W., San Martín Martínez, E., Cruz-Orea, A. et al., *International Journal of Thermophysics*, **39**, (2018), 130; <https://doi.org/10.1007/s10765-018-2446-4>
- [27] D.D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M.D. Rabasovic, M. Chirtoc, D.M. Todorovic, S.E. Bialkowski, D. Korte and M. Franko, Thermal and elastic characterization of glassy carbon thin films by photoacoustic measurements, *European Physics Journal Plus*, **132**, (2017), 33, <https://doi.org/10.1140/epjp/i2017-11307-2>
- [28] Nelson G. C. Astrath, Francine B. G. Astrath, Jun Shen, Chao Lei, Jianqin Zhou, Zhong Sheng (Simon) Liu, Titichai Navessin, Mauro L. Baesso and Antonio C. Bento, An open-photoacoustic-cell method for thermal characterization of a two-layer system, *Journal of Applied Physics*, **107**, 4, (2010); <https://doi.org/10.1063/1.3310319>
- [29] Tomás, S.A., Cruz-Orea, A., Stolik, S. et al. Determination of the Thermal Diffusivity of Edible Films, *International Journal of Thermophysics*, **25**, (2004), 611; <https://doi.org/10.1023/B:IJOT.0000028494.54816.e6>
- [30] D.M.Todorovic, M.D.Rabasovic, D.D.Markushev, Photoacoustic elastic bending in thin film – Substrate system, *Journal of Applied Physics*, **114**, 21350, (2013), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4839835>
- [31] Röntgen WC, On tones produced by the intermittent irradiation of a gas, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Series 5, **11**, 68, (1881), 308-311, <https://doi.org/10.1080/14786448108627021>
- [32] Bell AG, Upon the production of sound by radiant energy, *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, Series 5, **11**, 71, (1881), 510-528, <https://doi.org/10.1080/14786448108627053>
- [33] John Tyndall, Action of an intermittent beam of radiant heat upon gaseous matter, *Proceedings of the Royal Society of London*, **31**, (1881), 206-211, <https://doi.org/10.1098/rspl.1880.0037>
- [34] Viengerov ML, New method of gas analysis based on tyndall-roentgen optoacoustic effect, *Doklady Akademii Nauk SSSR*, **19**, (1938), 687
- [35] Kerr EL and Atwood JG, The Laser Illuminated Absorptivity Spectrophone: A Method for Measurement of Weak Absorptivity in Gases at Laser Wavelengths, *Applied Optics*, **7**, (1968), 915, <https://doi.org/10.1364/AO.7.000915>
- [36] Kreuzer LB, Ultralow Gas Concentration Infrared Absorption Spectroscopy, *Journal of Applied Physics*, **42**, (1971), 2934, <https://doi.org/10.1063/1.1660651>
- [37] Kreuzer, L. B.; Kenyon, N. D. and Patel, C. K. N., Air Pollution: Sensitive Detection of Ten Pollutant Gases by Carbon Monoxide and Carbon Dioxide Lasers, *Science*, **177**, (1972), 347-349, <https://doi.org/10.1126/science.177.4046.347>
- [38] Parker JG, Optical Absorption in Glass: Investigation Using an Acoustic Technique, *Applied Optics*, **12**, (1973), 2974, <https://doi.org/10.1364/AO.12.002974>
- [39] Rosencwaig A and Gersho A, Theory of the photoacoustic effect with solids, *Journal of Applied Physics*, **47**, 1, (1976), 64, <https://doi.org/10.1063/1.322296>
- [40] Rosencwaig A, in *Opto-acoustic Spectroscopy and Detection* Pao, Y.-H., editor, Academic Press, New York (1977)
- [41] McDonald FA, Photoacoustic, photothermal, and related techniques: a review, *Canadian Journal of Physics*, **64**, (1986), 1023-1029, <https://doi.org/10.1139/p86-174>
- [42] McDonald F and Wetsel G, Generalized theory of the photoacoustic effect, *Journal of Applied Physics*, **49**, (1978), 2313, <https://doi.org/10.1063/1.325116>
- [43] D.D.Markushev, M.D.Rabasovic, D.M.Todorovic, S.P. Galovic, S.E. Bialkowski, Photoacoustic signal and noise analysis for Si thin plate: Signal correction in frequency domain, *Review of Scientific Instruments*, **86**, (2015), 035110; <http://dx.doi.org/10.1063/1.4914894>
- [44] Sanja M. Aleksić, Dragana K. Markushev, Dragan S. Pantić, Mihajlo D. Rabasović, Dragan D. Markushev, Dragan M. Todorović, Electro-acoustic influence of measuring system on the photoacoustic signal amplitude and phase in frequency domain, *Facta Universitatis, Series: Physics, Chemistry and Technology*, **14**, 1, (2016), 9–20, DOI: 10.2298/FUPCT1601009A
- [45] Bialkowski S. 1996 *Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis* (New York: John Wiley)
- [46] Almond P., Patel P., (1996), *Photothermal Science and Technique* (London: Chapman and Hall)

-
- [47] Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena in Semiconductors by A. Mandelis (Editor), 1987 (North-Holland)
- [48] J. Batista, A. Mandelis and D. Shaughnessy, "Temperature dependence of carrier mobility in Si wafers measured by infrared photocarrier radiometry", *Applied Physical Letters*, **82**, 4077-4079 (Jun. 9, 2003). <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1582376>
- [49] K.M. Gupta, Nishu Gupta, "Carrier Transport in Semiconductors" in *Advanced Semiconducting Materials and Devices*, Part of the series Engineering Materials, (2016) (Springer International Publishing Switzerland), pp 87-144
- [50] Igor Lashkevych, Oleg Titov and Yuri G Gurevich, Recombination and temperature distribution in semiconductors, *Semiconductor Science and Technology*, **27**, (2012) 055014 (7pp) doi:10.1088/0268-1242/27/5/055014
- [51] Todorovic DM and Nikolic PM, *Semiconductors and Electronic Materials*, Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology, edited by A. Mandelis and P. Hess (SPIE Press, Washington, 2000), Ch. 9, pp. 273–318.
- [52] Todorovic DM, Nikolic PM, Bojicic AI and Radulovic KT, Thermoelastic and electronic strain contributions to the frequency transmission photoacoustic effect in semiconductors, *Physical Review B*, **55**, (1977), 15631, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.15631>
- [53] D. M. Todorović, P. M. Nikolić, M. D. Dramićanin, D. G. Vasiljević, Z. D. Ristovski, "Photoacoustic frequency heat-transmission technique: Thermal and carrier transport parameters measurements in silicon", *Journal of Applied Physics*, **78**, 5790 (1995), <http://dx.doi.org/10.1063/1.359637>
- [54] M. D. Dramićanin, P. M. Nikolić, Z. D. Ristovski, D. G. Vasiljević, and D. M. Todorović, "Photoacoustic investigation of transport in semiconductors: Theoretical and experimental study of a Ge single crystal", *Physical Review B*, **51**, (1995), 14226, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.14226>

Поглавље 2.

Теорија транспортних процеса

У оквирима класичне физике, Максвелова молекулско-кинетичка теорија гасова (друга половина XIX века) направила је огроман искорак у покушају проналажења тзв. свеобухватне теорије којом би се описало што више ефеката у природи спајањем особина микро и макро света. У оквирима ове теорије гас се посматра као макросистем састављен од огромног броја честица (молекула) које се хаотично крећу. Хаотично кретање је узрок свих микро и макро појава у свету који нас окружује [1-4]. Основни процес који настаје као последица хаотичног кретања јесте дифузија. Са микроскопског становишта, дифузија је процес удаљавања честице од равнотежног положаја. Са макроскопског становишта, дифузија је процес кретања честица из области веће, у област мање концентрације. Са микроскопског становишта дифузија честица никада не престаје, јер је природна последица њиховог непрекидног хаотичног кретања. Са макроскопског становишта дифузија честица престаје када им се концентрације изједначе.

Може се рећи да изједначавањем концентрације честица у гасу тај гас достиже равнотежно стање. У том стању гас може да остане јако дуго, све док на њега не делујемо неким спољашњим утицајем. Нарушавање равнотеже (промена концентрације) поново доводи до дифузије честица. Дифузијом се стварају протоци честица којима се оне транспортују (пребацују) из једног дела простора у други. Честице су носиоци различитих физичких величина: топлоте, наелектрисања, масе, импулса, итд. Зато, осим протока честица, можемо говорити о протоцима топлоте, наелектрисања, итд. Сви ови протоци описују транспортне процесе у физици. У овој тези бавићемо се протоцима честица и протоцима топлоте на основу Максвелове молекулско-кинетичке теорије гасова [2,3].

Како би лакше дефинисали транспортне процесе, уводимо појам *површинске густине протока (флукса)* као скаларне величине. Она представља број честица који у јединици времена прође кроз јединичну површину. Обично је посматрана површина нормална на неку од просторних координата. Флукс је, по договору, негативног предзнака уколико се честице крећу у правцу смањења њиховог броја. Мора се увек имати у виду да транспортни процеси, дефинисани на овај начин, зависе од хаотичног кретања тј., све законитости транспортних процеса важе само ако у запремини посматраног гаса постоји огроман број честица (молекула) које се хаотично крећу. То значи да димензије запремине

у којој се гас налази морају бити веће од вредности средњег слободног пута његових честица (обезбеђен је тзв. дифузиони режим транспорта). Једноставном логиком, која се може наћи у стандардним уџбеницима физике за студенте природних и техничких наука, може се доћи до опште транспортне једначине и једначина транспорта честица, топлоте, итд., које нам дају могућност схватања природе транспортних процеса [2,3]. Све изведене једначине добијене су под претпоставком да се транспорт обавља у гасу, али треба имати у виду да се исте једначине могу користити како у течностима, тако и у чврстим телима. Ради једноставности, сва извођења су рађена под претпоставком да се транспорт врши само у једној димензији. Транспортни процеси у полупроводницима детаљно су описани у литератури и нашим радовима [5-11].

2.1. Општа транспортна једначина

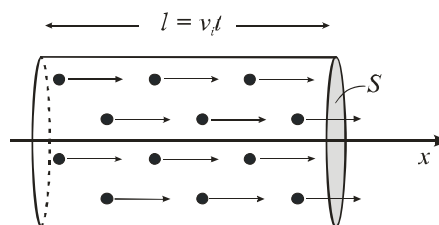
Посматрајмо суд са гасом цилиндричног облика попречног пресека S (слика 1). Молекули гаса се, на основу молекулско-кинетичке теорије, крећу унутар суда хаотично, дуж x , y и z -осе. Уколико је укупна концентрација молекула у суду једнака n , можемо претпоставити да се дуж сваког правца креће $n/3$ молекула, а дуж сваког смера њих $n/6$.

Имајући у виду Максвелову расподелу, молекуле у суду можемо поделити у групе Δn_i тако да

у свакој групи молекули имају исту брзину v_i . Сумирање по свим групама даје укупну концентрацију: $\sum_i \Delta n_i = n$. Укупан број N_i молекула i -те групе који током времена t прођу кроз попречни пресек S цилиндра крећући се у једном смеру паралелно његовој оси, једнак је броју молекула који би се нашли у цилиндру истог попречног пресека S запремине $V = Sl$, где је дужина основе $l = v_i t$ (слика 1): $N_i = \Delta n_i V / 6 = \Delta n_i S v_i t / 6$. Сада се може дефинисати флукс j_i као

$$j_i = \frac{N_i}{St} = \frac{1}{6} \Delta n_i v_i. \quad (1)$$

Сумирајући последњи израз по свим групама добијамо да је укупан флукс j свих честица по свим брзинама једнак



Слика 1. Суд цилиндричног облика са молекулима гаса који се крећу у једном смеру дуж x -осе. Попречни пресек суда је S а његова дужина основе $l = v_i t$ [2,3].

$$j = \sum_i j_i = \frac{1}{6} \sum_i \Delta n_i v_i. \quad (2)$$

Ако последњу суму помножимо и поделимо са n , добија се израз за *укупан флукс* свих молекула који се крећу у једном смеру дуж задате осе [2,3]

$$j = \frac{1}{6} \langle v \rangle n, \quad (3)$$

где је $\langle v \rangle$ тзв. средња брзина хаотичног кретања молекула посматраног гаса.

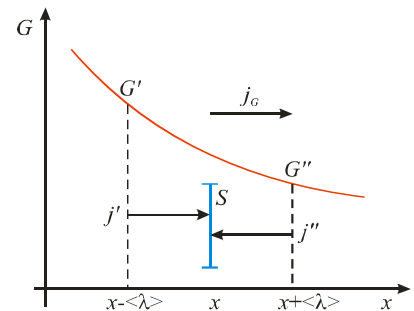
Густину протока физичке величине G можемо означити са j_G . Претпоставимо да молекули кроз S преносе ону вредност G коју су имали на растојању $\langle \lambda \rangle$ од посматране површине, тј. да молекули имају последњи судар пре проласка кроз S баш на том растојању. Величина $\langle \lambda \rangle$ је тзв. средњи слободни пут молекула у гасу.

Ако се величина G мења дуж x -осе као на слици 2 (S је нормално на x -осу), кроз попречни пресек S ће пролазити молекули који долазе са обе стране површине, чије густине протока можемо да означимо са j' и j'' ($j' = j'' = j$). Сада се може написати да је

$$j_G = j'G' - j''G'' = j(G' - G'') = \frac{1}{6} \langle v \rangle n (G' - G''). \quad (4)$$

Захваљујући томе што је $\langle \lambda \rangle$ веома мало, разлика у загради се може написати као:

$$G' - G'' = -\frac{dG}{dx} 2\langle \lambda \rangle, \quad (5)$$



Слика 2. Промена вредности физичке величине G дуж x -осе [2,3].

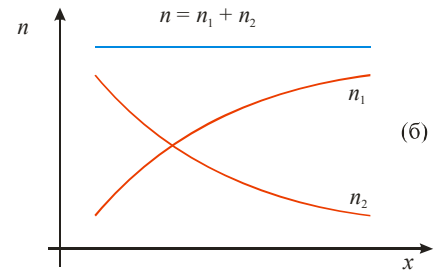
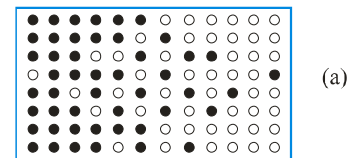
што заменом у претходну једначину (4) даје [2,3]:

$$j_G = -\frac{1}{3} n \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{dG}{dx}. \quad (6)$$

Последњи израз представља израз за *општу транспортну једначину* која описује преношење одређене физичке величине G молекула из једне тачке простора у другу. Подсетимо се да G може бити било која физичка величина, или њен међусобни однос. Ако говоримо о концентрацији n , флуks концентрације j_n има јединицу $s^{-1}m^{-2}$; ако говоримо о маси m , флуks масе j_m има јединицу $kg \cdot s^{-1}m^{-2}$; флуks наелектрисања j_q има јединицу $C \cdot s^{-1}m^{-2}$; ако говоримо о количини топлоте (или краће топлоти) Q , флуks топлоте j_Q има јединицу $J \cdot s^{-1}m^{-2} = W \cdot m^{-2}$, итд.

2.2. Транспорт честица

Речено је да је дифузија у основи транспортни процес којим се молекули неког гаса преносе из једног дела простора у други. Процес дифузије се најједноставније описује процесом самодифузије. На слици 3.а белим куглицама означени су молекули гаса у једном, а црним молекули у другом делу суда. У гасу постоји укупна концентрација молекула $n = n_1 + n_2 = const$, где је n_1 концентрација белих, а n_2 концентрација црних молекула. Промене концентрација $n_1 = n_1(x)$ и $n_2 = n_2(x)$ дуж x -осе могу се графички представити као на слици 3.б. Величина G представља физичку карактеристику транспорта, у овом случају концентрацију n , која се за сваку боју молекула може дефинисати на исти начин. За G је zgodно узети однос концентрација белих или црних са укупном концентрацијом молекула, јер тако задржавамо димензије флуksа ($s^{-1}m^{-2}$). Ако се задржимо на белим молекулима, онда је $G = n_1(x)/n(x)$, чијом се заменом у (6) добија да је



Слика 3. Промена концентрације белих n_1 и црних n_2 молекула дуж x -осе [2,3].

$$j_{n_1} = -\frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle \frac{dn_1(x)}{dx}. \quad (7)$$

Производ $(1/3)\langle v \rangle \langle \lambda \rangle$ дефинише тзв. *коэффициент масене дифузије* (у овом случају самодифузије) или *дифузивност* D [2,3]:

$$D = \frac{1}{3} \langle v \rangle \langle \lambda \rangle. \quad (8)$$

На исти начин се може дефинисати $G = n_2 / n$ за црне молекуле, и добити j_{n_2} . Сада се може написати општи израз за *флуks честица* j_n дуж једне осе [2,3]

$$j_n = -D \frac{dn(x)}{dx}. \quad (9)$$

Једначина (9) представља *стационарну једначину транспорта* честица, тзв. *први Фиков закон дифузије*.

Досадашња анализа односила се само на тзв. стационарне случајеве протока када расподела посматране физичке величине G у простору зависи само од координате али не и од времена. Међутим, транспортни процеси и расподеле G у простору могу бити зависне и од времена. Тада говоримо о нестационарним протоцима и расподелама физичке величине G у простору које зависе како од координате тако и од времена.

До промене расподеле концентрације молекула у простору може доћи током времена. Ту промену можемо означити са $\partial n / \partial t$ и она мора бити једнака промени флуksа носилаца испред (x) и иза $(x + dx)$ замишљене граничне површине (закон одржања масе), што се може написати као:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{dx} [j_n(x) - j_n(x + dx)] = -\frac{\partial j_n}{\partial x}, \quad (10)$$

што коришћењем једначине (9) даје *динамичку (нестационарну) једначину транспорта* честица, тзв. *други Фиков закон дифузије* у облику [12]

$$\frac{\partial n(x, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(x, t)}{\partial x^2}. \quad (11)$$

Једначина (11) служи за добијање аналитичког облика расподеле концентрација честица $n(x,t)$ унутар тела и на његовој површини у сваком тренутку. Те расподеле служе као основа за израчунавање утицаја кретања честица на различите ефекте како у гасовима, тако и у осталим агрегатним стањима, без разлике. Помоћу ових једначина могу да се формирају различити теоријски модели који служе за описивање тих ефеката посебно, или као део неке комплексније анализе.

Једначина (11) подразумева да се извор честица које се транспортују налази изван тела у коме се транспорт одвија (мастило које капље у воду, дим који улази из околине у просторију). Зато се једначина (11) зове безизворна. Међутим, често се извор честица налази и унутар тела (дејство светлости која продире у материјал, извор радиоактивног зрачења, итд.), због чега се једначина (11) мора проширити функцијом извора зрачења $S(x,t)$. Тако је [12]

$$\boxed{\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} + S(x,t)}, \quad (12)$$

Једначина (12) се, у физичком смислу, назива изворском једначином.

2.3. Транспорт топлоте

Уколико се G односи на транспорт топлоте Q , (пренос одређене количине средње кинетичке енергије хаотичног кретања једноатомских молекула са једне на другу страну простора) онда се може написати да је количина енергије пренесене по једном молекулу $G = (3/2)k_B T$, где је k_B Болцманова константа, а T температура гаса. Сада се флукс топлоте j_Q дефинише као [2,3]:

$$j_Q = -\frac{1}{3}n\langle v \rangle \langle \lambda \rangle \left(\frac{3}{2}\right)k_B \frac{dT(x)}{dx}. \quad (13)$$

Узевши у обзир да је $n = N/V$, $dU = Nk_B dT$, $Q = mc_V dT$ и $Q = dU (A=0)$, може се написати да је $(3/2)k_B n = c_V \rho$, где је c_V специфична топлота а ρ густина гаса. Одатле је:

$$j_Q = -\frac{1}{3}\langle v \rangle \langle \lambda \rangle \rho c_V \frac{dT(x)}{dx}. \quad (14)$$

Производ $(1/3)\langle v \rangle \langle \lambda \rangle \rho c_V$ у последњој једначини дефинише *коэффициент топлотне проводности* k :

$$k = \frac{1}{3}\langle v \rangle \langle \lambda \rangle \rho c_V. \quad (15)$$

Сада се може написати општи израз за *флуks топлоте* j_Q дуж једне осе (x -осе) [2,3]:

$$j_Q = -k \frac{dT(x)}{dx}. \quad (16)$$

Једначина (16) представља *стационарну једначину транспорта топлоте (топлотне дифузије)*, тзв. *Фуријеов закон провођења топлоте*. Изведена је за гасове, али исти облик се може применити за било које агрегатно стање.

Уколико говоримо о провођењу топлоте а да се при томе не врши никакав механички рад, може се написати, на основу првог принципа термодинамике, да је промена унутрашње енергије тела $dU = dQ = mc_V dT$, где је m маса тела а c_V његова специфична топлота. Код чврстих тела је $c_p \approx c_V$. Због тога ћемо у даљњем тексту за специфичну топлоту користити ознаку c .

Ако дефинишемо специфичну унутрашњу енергију e тела као унутрашњу енергију по јединици запремине ($e = U/V = \rho c T$), онда закон о одржању енергије каже да њена промена током времена $\partial e / \partial t$ мора бити једнака промени топлотног флуksа дуж правца провођења топлоте $\partial j_Q / \partial x$ [13]:

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial j_Q}{\partial x}, \quad (17)$$

или

$$\rho c \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}, \quad (18)$$

где је ρ густина супстанце. Сређивањем израза (18) добија се динамичка једначина топлотне дифузије [13,14]:

$$\boxed{\frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = D_T \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2}}, \quad (19)$$

где је $D_T = k/(\rho c)$ коефицијент топлотне дифузије. Очигледно је да су једначине (11) и (19) у математичком смислу идентичне. Оне представљају хомогене парцијалне диференцијалне једначине која описује дифузију тј. преношење молекула или топлоте кроз неку средину, респективно. Решавањем ових једначина добијају се расподеле концентрација $n(x,t)$ и температура $T(x,t)$ у посматраној средини. Да би се једначине (11) и (19) решиле потребно је, уопштено говорећи, познавање и граничних услова. Пошто описују транспорт честица или енергије само дуж једне осе (x -осе) ове једначине представљају тзв. једнодимензионалне – 1D једначине.

Од свих типова преношења топлоте (провођење, струјање, зрачење), претходна анализа одговара процесу провођења. Иако је оригинално једначина (19) изведена за гасове, може се применити и на течности и на чврста тела. Због тога ћемо у наредним разматрањима посматрати провођење топлоте као процес термалне дифузије између различитих (или унутар једног те истог тела) без обзира о ком је агрегатном стању реч. Треба имати у виду да величине D и D_T , иако имају исте димензије, нису исте, и да њихове вредности зависе, поред осталог, од температуре и агрегатног стања.

Уколико се посматрано тело загрева само преко граничне површине (нпр. површине цилиндра у коме се налази загревани гас), таква тела називамо површинским апсорберима без извора топлоте унутар њихове запремине. Расподела температуре код таквих тела се описује једначином (18) која се обично у литератури пише у погоднијој форми тзв. 1D безизворне дифузионе једначине:

$$D_T \frac{\partial^2 T(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\partial T(x,t)}{\partial t} = 0. \quad (20)$$

У случају да желимо да опишемо провођење топлоте у површинским апсорберима у све три димензије користимо се 3D једначином у облику [13,14]:

$$D_T \nabla^2 T(x, y, z, t) - \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = 0, \quad (21)$$

где је $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ тзв. Лапласов оператор или лапласијан. Исто тако једначина (16) има свој 3D облик дат као [13,14]

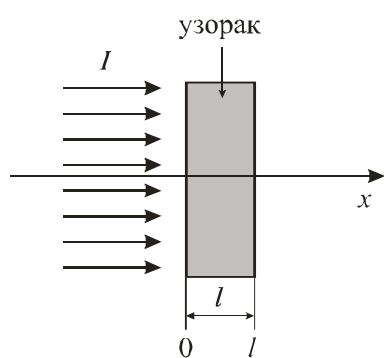
$$\mathbf{j}_Q = -k \nabla T(x, y, z), \quad (22)$$

где је $\nabla = \partial / \partial x \cdot \mathbf{i} + \partial / \partial y \cdot \mathbf{j} + \partial / \partial z \cdot \mathbf{k}$ тзв. диференцијални или набла оператор.

Ако се тело загрева не само преко граничне површине већ и извора топлоте унутар његове запремине, називамо га запреминским апсорбером. Расподела температуре код таквих тела се описује тзв. 1D изворском дифузионом једначином [10,15]:

$$k \frac{\partial^2 T(x, t)}{\partial x^2} - \rho c \frac{\partial T(x, t)}{\partial t} = -H(x, t), \quad (23)$$

где је H изворска функција топлоте која зависи од карактеристика извора.



Слика 4. Осветљавање непрозирног узорка облика кружне плоче дебљине l и полупречника R_s .

Једначине (19) или (23) служе за добијање аналитичког облика расподеле температуре унутар тела и на његовој површини у сваком тренутку. Те расподеле служе као основа за израчунавање нпр. фотоакустичких (звучних) сигнала помоћу којих се формирају различити теоријски модели намењени физичкој карактеризацији испитиване супстанце. Треба напоменути да звук настаје захваљујући периодичним или врло брзим променама притиска, запремине или температуре. У тези ћемо се бавити периодичним променама температуре. Узмимо најједноставнији пример хомогеног и непрозирног узорка

облика танке кружне плоче осветљеног са једне стране светлошћу интензитета $I = I_0 (1 + e^{i\omega t})$, код кога се светлост апсорбује само на осветљеној површини, а топлота се проводи дуж само једне, нпр. x -осе (слика 4). Овде је $\omega = 2\pi f$, а f је фреквенција модулације, дата у Hz. Ради лакшег решавања математичких проблема, периодични

променљиви интензитет је дат у облику комплексног броја, тзв. Ојлеровом облику, под претпоставком да стварне промене одговарају реалном делу комплексног броја: $I = I_0 \operatorname{Re}(1 + e^{i\omega t})$. Овде, али и у будућим разматрањима, користићемо Ојлеров облик комплексног броја и поменути претпоставку, не само за интензитет, већ и све друге величине, Провођење топлоте у таквом узорку, добијене апсорпцијом светлости, може се описати једначином (19):

$$\frac{\partial T_s(x, t)}{\partial t} = D_T \frac{\partial^2 T_s(x, t)}{\partial x^2}, \quad (24)$$

Решење једначине (24) може се потражити у облику:

$$T_s(x, t) = T_{amb} + T_s(x)(1 + e^{i\omega t}), \quad (25)$$

где је T_{amb} температура околине (претпоставља се да је константна), а $T_s(x)(1 + e^{i\omega t})$ периодична промена температуре узорка. Заменом $T_s(x, t)$ (25) у једначину (24), и груписањем чланова на оне који јесу и оне који нису уз $e^{i\omega t}$, добијају се *статичка* (26.а) и *динамичка* (26.б) једначина топлотне дифузије, дате у облику:

$$\frac{\partial^2 T_s(x)}{\partial x^2} = 0, \quad (26.a)$$

$$\frac{\partial^2 T_s(x, \omega)}{\partial x^2} = \sigma_i^2 T_s(x, \omega), \quad (26.б)$$

где је $\sigma_i = (1 + i) / \mu_s$ комплексни коефицијент термалне дифузионе дужине (i је имагинарна јединица), и $\mu_s = \sqrt{D_T / (\pi f)}$ термална дифузиона дужина.

Општа решења статичке (26.а) и динамичке једначине (26.б) могу се изразити као:

$$T_s(x) = ax + b, \quad (27.a)$$

$$T_s(x, \omega) = A_1 e^{\sigma_i x} + A_2 e^{-\sigma_i x}. \quad (27.6)$$

Раније је речено да за настајање акустичких таласа статичка компонента $T_s(x)$ нема значаја. Зато ћемо се позабавити решавањем динамичке једначине помоћу граничних услова дефинисаних Фуријеовим законом провођења топлоте (16) за (а) предњу $x = 0$ и (б) задњу $x = l$ површину узорка на следећи начин:

$$\text{а) } -k \left. \frac{dT_s(x, \omega)}{dx} \right|_{x=0} = I_0, \quad \text{б) } -k \left. \frac{dT_s(x, t)}{dx} \right|_{x=l} = 0. \quad (28)$$

Гранични услов за $x = 0$ говори о томе да је количина топлоте која се доводи узорку одређена интензитетом зрачења. Гранични услов за $x = l$ говори о томе да је узорак добар изолатор и да не размењује топлоту са околином.

У једначини (27) константе A_1 и A_2 се одређују из граничних услова (28) и првог извода општег решења (27.6):

$$\frac{dT_s(x, \omega)}{dx} = A_1 \sigma_i e^{\sigma_i x} - A_2 \sigma_i e^{-\sigma_i x}. \quad (29)$$

Комбиновањем једначина (26-29) добија се да је:

$$A_1 - A_2 = -\frac{I_0}{k\sigma} \quad \text{и} \quad A_1 e^{\sigma_i l} - A_2 e^{-\sigma_i l} = 0. \quad (30)$$

Из система једначина (30) добија се да су:

$$A_1 = \frac{I_0}{2k\sigma} \frac{e^{-\sigma_i l}}{\sinh(\sigma_i l)} \quad \text{и} \quad A_2 = \frac{I_0}{2k\sigma_i} \frac{e^{\sigma_i l}}{\sinh(\sigma_i l)}. \quad (31)$$

Заменом ових константи у једначину (27.6) добија се да је:

$$T_s(x, \omega) = \frac{I_0}{2k\sigma_i \sinh(\sigma_i x)} \left[e^{\sigma_i(x-l)} + e^{-\sigma_i(x-l)} \right], \quad (32)$$

или [15]:

$$T_s(x, \omega) = \frac{I_0 \cosh[\sigma_i(x-l)]}{k\sigma_i \sinh(\sigma_i l)}. \quad (33)$$

Једначина (33) представља просторну и фреквентну промену динамичке компоненте температуре у посматраном узорку. Њеним израчунавањем могу се добити просторне температурне расподеле у узорку у зависности од фреквенције модулације f .

2.4. Транспорт фотогенерисаних носилаца у полупроводницима

Чврста тела се у природи могу наћи у три примарна облика: аморфном, кристалном и поликристалном. Аморфна тела имају неуређену структуру градивних честица. Кристали показују веома правилну структуру и уређеност градивних честица у читавој запремини. Поликристали имају нарушену правилну структуру и правилност постоји само у ограниченом делу запремине, где се формирају кристали. Који ће облик чврсто тело имати зависи пре свега од типа хемијских веза између градивних честица (нпр. ковалентна, јонска).

На основу своје електричне проводности чврста тела могу да се сврстају у три класе: 1) проводнике, 2) полупроводнике и 3) изолаторе. Којој класи ће тело припадати зависи од количине слободних електрона у њему, а то зависи и од броја валентних електрона атома који граде то тело. Посматрајмо IIb, IIIa, IVa, Va и VIa групу периодног система елемената. Ако је број валентних електрона мањи од четири (IIb, IIIa) тела састављена од таквих атома су проводници. Ако је тај број већи од четири (Va, VIa) тела су изолатори. Ако је број валентних електрона једнак четири (IVa) тела састављених од таквих атома су полупроводници.

Полупроводници су чврста тела и могу се наћи у сва три примарна облика. Сачињени су од хемијски чистих супстанци и то: а) од једног елемента IVa групе (Si или Ge) или б) једињења елемената различитих група (GaAs, InP, Cu₂S, Al_xGa_(1-x)As, итд.). Подсетимо се да су групе у периодном систему елемената одређене бројем валентних електрона. Зато се једињења, како би се добио полупроводник, праве од проводника (IIb, IIIa) и изолатора (Va, VIa) [16,17].

У овој тези анализираће се осветљени силицијум као типичан пример полупроводника кристалне структуре, коју карактеришу јаке ковалентне везе сва четири валентна електрона атома са својим суседима. Посматраћемо случај када је енергија

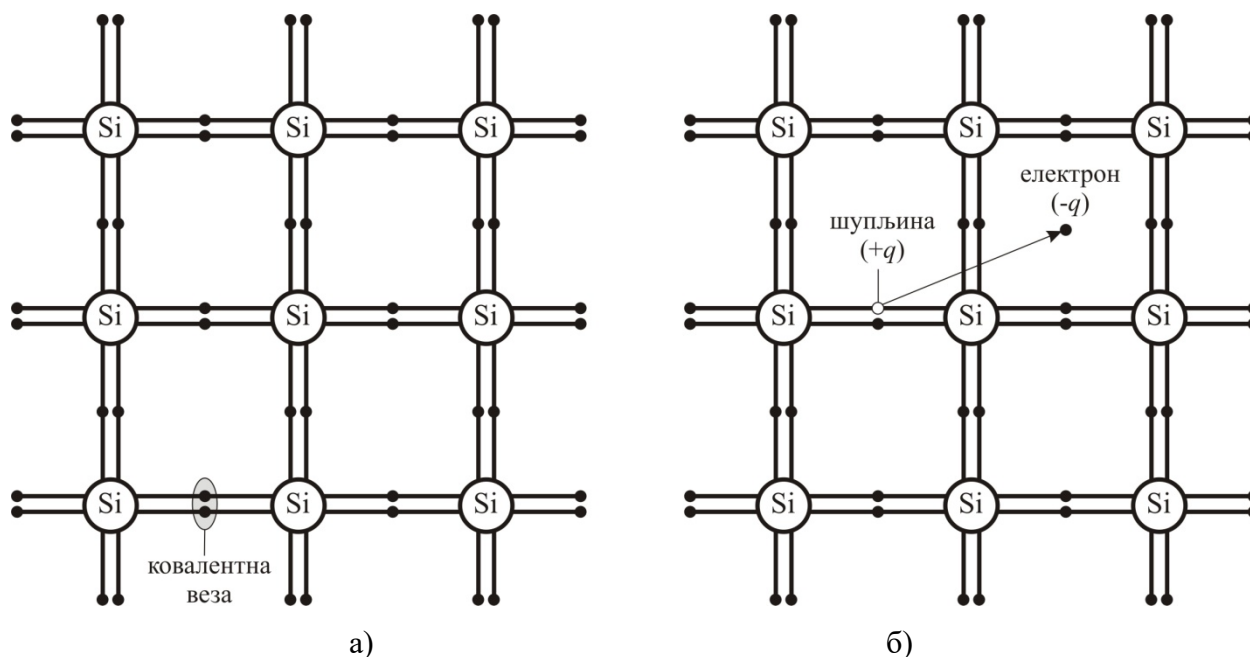
светлосних фотона већа од енергије потребне да се електрони ослободе ковалентне везе. Тада се у силицијуму стварају фотогенерисани носиоци - електрони и шупљине, чији ефекти, као носилаца наелектрисања и/или топлоте на термална и механичка својства самог силицијума јесу предмет наших истраживања.

2.4.1. Опште карактеристике силицијума

Природа полупроводничких материјала се описује коришћењем два концепта: ковалентне везе и зонске теорије [7,16,17].

На веома ниским температурама од приближно $T = 0$ К, све ковалентне везе атома у кристалу силицијума остају засићене, и материјал се понаша као изолатор (слика 5.а) [7]. Како температура расте, атоми Si добијају све више термалне енергије, што доводи до кидања мањег броја ковалентних веза и материјал постаје проводан (слика 5.б). Количина енергије која је потребна да се раскине ковалентна веза једнака је енергији енергетског процепа (bandgap energy) ϵ_g силицијума.

Кидањем ковалентне везе, настају две врсте носилаца наелектрисања: 1) електрони који су наелектрисани са количином наелектрисања $-q$, који се слободно крећу у проводној зони; 2) шупљине, наелектрисане са $+q$, које се слободно крећу кроз валентну зону [7].



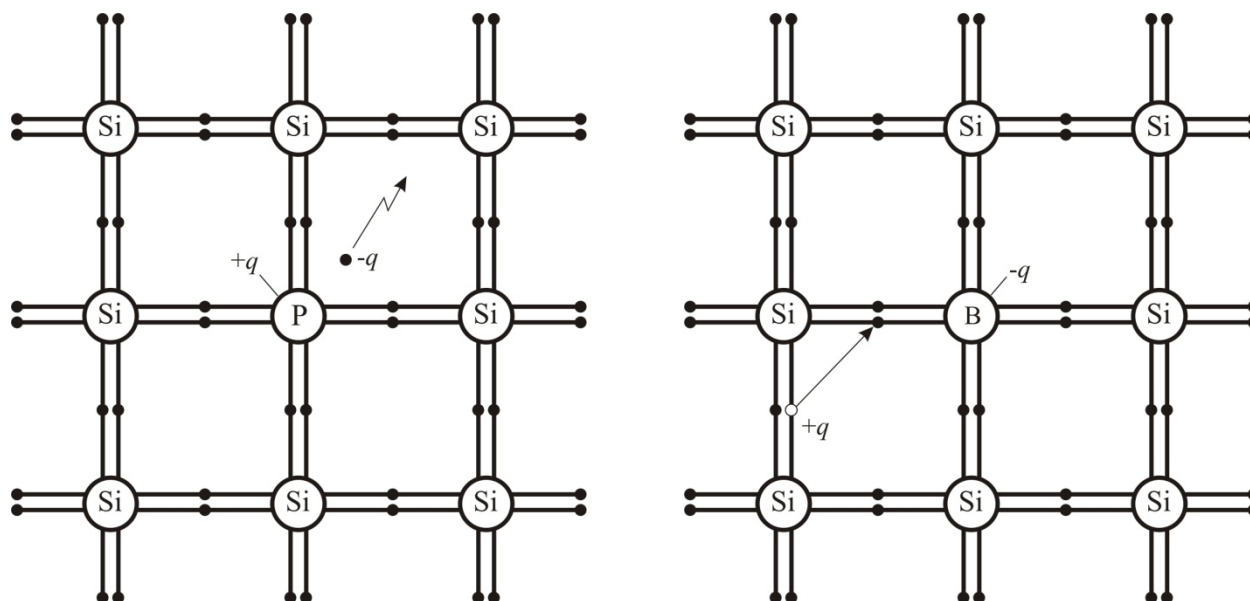
Слика 5. а) Дводимензионална силицијумска кристална решетка са ковалентном везом између суседних атома Si на $T = 0$ К; б) Кидање ковалентне везе и стварање пара електрон-шупљина на $T > 0$ [7].

Под недопираним полупроводницима подразумевамо материјале без додатих примеса. Код њих је концентрација електрона n_{0n} и шупљина n_{0p} иста и једнака n_{0i} , што износи приближно 10^{12} носилаца по m^3 у силицијуму на собној температури ($T = 300$ K). У полупроводницима у условима термалне равнотеже, производ концентрација електрона и шупљина је константан: $n_{0n}n_{0p} = n_{0i}^2$. Електрони и шупљине се крећу кроз кристал, од њихове покретљивости зависе многе особине полупроводника. Покретљивост електрона у полупроводнику је много већа од покретљивости шупљина, јер су шупљине везане за кретање кроз ковалентне везе, док су електрони слободни у кретању по читавој запремини кристала. Једна од главних особина полупроводника која је последица постојања слободних носилаца јесте њихова проводност. Проводност недопираних полупроводника која се остварује слободним електронима и шупљинама назива се сопствена проводност.

Концентрације шупљина и електрона могу се значајно изменити заменом малог броја градивних атома у кристалној решетки атомима примеса. Атом силицијума, као елемент IV групе периодног система, има четири електрона у свом спољашњем омотачу и формира ковалентне везе са своја четири најближа суседа у кристалу. Насупрот томе, атоми примеса из III и V групе периодног система имају три и пет електрона у својим спољашњим љускама, респективно.

Атоми петовалентних елемената, као што су фосфор (P), арсен (As) и антимон (Sb), са вишком електрона у спољашњем омотачу, могу се уградити у чворове кристалне решетке силицијума. На тај начин постају донори наелектрисања јер уносе велики број слободних електрона у кристал. Градећи ковалентне везе са атомима силицијума њихови електрони директно одлазе у проводну зону (слика 6.а) [7]. Атоми тровалентних елемената, као што су индијум (In), бор (B) или галијум (Ga), имају само три електрона у спољашњој љусци. Они се уградњом у кристалну решетку силицијума понашају као акцептори наелектрисања, јер градњом ковалентних веза са атомима силицијума стварају слободне шупљине у валентној зони (слика 6.б) [7].

Концентрације примеса донорског или акцепторског типа обележавају се са N_D и N_A , респективно, и то су бројеви реда $10^{15}/m^3$ и више. Атоми примеса принципијелно смањују покретљивост (мобилност) носилаца, али зато драстично повећавају његову проводност (проводност је производ концентрације и покретљивости). Проводност полупроводника која је условљена примесима назива се примесна проводност.



Слика 6. а) Настанак вишка електрона уградњом донора атома фосфора P у кристалну решетку силицијума Si. У чвору остаје јон фосфора P^+ ; б) Настанак шупљина уградњом акцептора атома бора B у кристалну решетку силицијума Si. У чвору остаје јон бора B^- [7].

Осим путем примеса, проводност полупроводника се може променити и интеракцијом материјала са зрачењем (обично видљивог дела спектра и његове околине). Тако условљена проводност назива се фотопроводност.

Додавањем донорских атома концентрација електрона n_{0n} превазилази концентрацију шупљина n_{0p} , а такав полупроводник се назива полупроводником *n*-типа. Код њега су електрони већински носиоци наелектрисања, а шупљине мањински. Додавањем акцептора n_{0p} превазилази n_{0n} , полупроводник се назива полупроводником *p*-типа, шупљине постају већински носиоци наелектрисања а електрони мањински. Треба истаћи да иако полупроводник *n*-типа има вишак електрона, он је електрично неутралан јер се укупно наелектрисање полупроводника не мења.

Уколико концентрације примеса нису хомогено распоређене, унутар полупроводника настају области запремине са различитим концентрацијама електрона и шупљина (носиоца наелектрисања), што доводи до њихове дифузије из области већих ка области мање концентрације. Тако настају дифузионе струје у полупроводнику.

Независно од различитих концентрација, кретања носилаца у полупроводницима се могу јавити и под дејством спољашњег електричног поља. Таква кретања се називају

струјама дрефта. Оне су директно пропорционалне покретљивости електрона и шупљина и постоје само док постоји спољашње поље [7,16,17].

2.4.2. Карактеристике фотогенерисаних носилаца

Светлост којом осветлимо полупроводник може да се рефлектује са његове површине, апсорбује на површини и у запремини или трансмитује (прође) кроз полупроводник. За нашу анализу, рефлексија и трансмисија нису интересантни ефекти јер не доприносе конверзији светлости у топлоту. Зато ћемо се задржати само на апсорпцији. Уколико светлосни фотони имају довољно енергије (одговарајућу таласну дужину), они је могу предати електрону који чини ковалентну везу, и избацити га из те везе. На основу зонске теорије апсорбовани фотони омогућавају пребацивање електрона из валентне у проводну зону. На месту где је био електрон, остаје шупљина. На тај начин се генеришу парови електрон-шупљина. Другим речима, ствара се исти број фотогенерисаних електрона (δn_n) и шупљина (δn_p) тј. $\delta n_n = \delta n_p$. То се дешава и код допираних и недопираних полупроводника [18].

У случају допираних, нпр. полупроводника n -типа, број фотогенерисаних већинских носилаца је најмање за ред величине мањи од броја већинских носилаца (n_{0n}) који су већ присутни у полупроводнику због присуства допаната ($\delta n_n \ll n_{0n}$). Према томе, укупан број већинских носилаца (n_n) се у осветљеном полупроводнику не мења значајно, и може се апроксимирати бројем већинских носилаца који постоје у проводнику због допаната ($n_n = n_{0n} + \delta n_n \approx n_{0n}$). За број мањинских носилаца важи супротно. Број фотогенерисаних мањинских носилаца (δn_p) је најмање за ред величине већи од броја мањинских носилаца (n_{0p}) који већ постоје у допираном полупроводнику ($\delta n_p \gg n_{0p}$). Зато се укупан број мањинских носилаца у полупроводнику n -типа може апроксимирати бројем фотогенерисаних мањинских носилаца ($n_p = n_{0p} + \delta n_p \approx \delta n_p$).

Ова анализа показује да у већини случајева, ако желимо да се бавимо транспортним карактеристикама фотогенерисаних носилаца у допираним полупроводницима, у разматрање треба узети динамику мањинских носилаца, јер је она јасно видљива. Динамика већинских фотогенерисаних носилаца је екранирана (скривена) огромним

бројем допираних већинских носилаца. Овај закључак доминираће у свим анализама које следе. Пошто ће се радити са силицијумом n -типа, динамику (транспорт) фотогенерисаних носилаца описиваћемо динамиком његових мањинских носилаца (δn_p).

Генерација, тачније фотогенерација носилаца дешава се на свим местима полупроводника до којих допире светлост, тј. где долази до апсорпције фотона. Количина светлости коју апсорбује неки материјал зависи од коефицијента апсорпције β (дате у m^{-1}), и дебљине слоја x који апсорбује. Интензитет светлости у било којој тачки може се израчунати према једначини Ламбер-Беровог закона:

$$I = I_0 e^{-\beta x}, \quad (34)$$

где је I_0 амплитуда зрачења (дата у Wm^{-2}). Ова једначина може се користити за израчунавање броја створених парова електрона-шупљина. Под претпоставком да смањење интензитета светлости (тј. апсорпција њених фотона) директно изазива стварање носилаца, *фотогенерација носилаца* G у танком слоју полупроводника одређује се помоћу [18-20]:

$$G = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{dI}{dx} = \frac{\beta I_0}{\varepsilon} e^{-\beta x}, \quad (35)$$

где је ε енергија фотона светлости. Ова једначина показује да се интензитет светлости експоненцијално смањује у целом полупроводнику и да је стварање носилаца највеће на његовој површини. Јединице за G су $s^{-1}m^{-3}$.

Рекомбинација је супротан процес генерацији. Састоји се у поновном спајању електрона и шупљина уз ослобађање енергије. Уопштено говорећи постоје три врсте рекомбинације носилаца: 1) зонска (band-to-band); 2) SRH (Shockley-Read-Hall) и 3) Ожеова (Auger) [20-25].

Код *зонске рекомбинације* електрон се враћа из проводне у валентну зону и директно спаја са шупљином ослобађајући енергију. Код полупроводника са директним процепом (GaAs, аморфни Si и други) максимум енергије валентне зоне и минимум енергије проводне зоне се поклапају при истој вредности импулса кристалне решетке $p = \hbar k$. Код таквих полупроводника рекомбинација је претежно радијативна тј. енергија се ослобађа у виду зрачења (фотона). То је разлог зашто се полупроводници са директним

процепом користе за израду нпр. LED-ова (Light Emiting Diodes). Код полупроводника са индиректним процепом (кристални Si и други) максимум енергије валентне зоне и минимум енергије проводне зоне се не поклапају при истој вредности импулса кристалне решетке. Код таквих полупроводника рекомбинација је претежно нерадијативна тј. енергија се претвара у топлоту. То је разлог зашто се полупроводници са индиректним процепом користе за израду соларних ћелија.

SRH рекомбинација је рекомбинација у полупроводницима која се одвија кроз додатне енергетске нивое настале у забрањеној зони (енергетски процеп). Настанак додатних енергетских нивоа је последица постојања дефеката кристалне решетке, насталих услед: допирања, раста кристала или нечистоћа.

Ожеова рекомбинација укључује три носиоца. Електрони и шупљине се рекомбинују, али ослобођену енергију предају трећем носиоцу - слободном електрону из проводне зоне, пре него што је конвертују у фотон или топлоту. Овај тип рекомбинације је незаобилазан у случају нпр. високих концентрација носилаца узрокованих јаким допирањем.

У будућим разматрањима у овој тези, рекомбинација носилаца посматраће се као комбинација зонске и SRH рекомбинације. Пошто ће се радити са умерено допираним силицијумом, Ожеова рекомбинација ће се сматрати занемарљивом. *Рекомбинацију R* фотогенерисаних носилаца у полупроводнику (дату у $s^{-1}m^{-3}$), у општем смислу, описујемо једноставним изразом [18-25]

$$R = \frac{\delta n}{\tau}, \quad (36)$$

где је τ време живота фотогенерисаних носилаца унутар полупроводника.

Било какви дефекти унутар или на површини полупроводника подстичу рекомбинацију. Пошто површина полупроводника представља озбиљан дефект кристалне решетке, све покидане везе између чворова кристалне решетке на површини су место врло интензивне рекомбинације. Зато се уводе нове величине рекомбинације која се дешава на површини: брзина површинске рекомбинације s , и време живота мањинских носилаца на површини τ_s . Интензивне рекомбинације значајно смањују број (концентрацију) мањинских носилаца на површини. На тај начин површине постају делови ниске концентрације носилаца и локално долази до тога да носиоци из запремине

полупроводника почињу да се крећу ка површини (супротно од већинског кретања ка мањој концентрацији у унутрашњости). Да би се то избегло осветљене површине полупроводника се често полирају (механички пасивизирају) тако да им $s \rightarrow 0$ а $\tau_s \rightarrow \infty$. На тај начин кретање носилаца према површини престаје, и сви се крећу ка унутрашњости полупроводника [26,27].

Места рекомбинације у полупроводнику зависиће од брзине кретања носилаца, њиховог времена живота и стања површина силицијума. Постоји неколико теорија које су везане за динамику кретања носилаца, а ми ћемо ослонац потражити у *амбиполарном моделу транспорта* [28]. Овај модел кретање фотогенерисаних електрона и шупљина посматра апроксимативно као заједничко (упарено), са унутрашњим електричним пољем између њих чији је интензитет подразумевано малих вредности. Заједничко кретање подразумева заједничку вредност коефицијента дифузије и покретљивости.

2.4.3. Модулисани транспорт фотогенерисаних носилаца

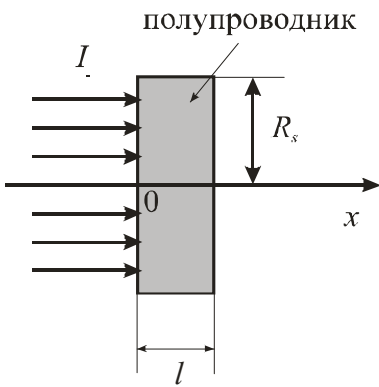
Модел транспорта носилаца у полупроводнику који ће бити овде представљен заснива се на претпоставци да је концентрација фотогенерисаних носилаца много мања од концентрације носилаца услед допирања. У том случају се транспорт носилаца описује транспортом мањинских носилаца.

Транспорт фотогенерисаних носилаца у полупроводнику n -типа као дифузиони процес може да се опише једначином (12), дефинишући извор носилаца у полупроводнику као $S(x,t) = G_p(x,t) - R_p(x,t)$, где су G_p и R_p за шупљине (мањинске носилаце) дефинисани једначинама (35) и (36):

$$\frac{\partial \delta n_p(x,t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta n_p(x,t)}{\partial x^2} + G_p(x,t) - R_p(x,t), \quad (37)$$

где је D_p коефицијент дифузије мањинских носилаца. Претпостављено је да је провоник у облику кружне плочице полупречника R_s и дебљине l ($R_s \gg l$) и да је предња површина хомогено осветљена, како би обезбедили да се транспорт одвија само дуж једне, x -осе (слика 7). Треба нагласити да једначина (37) одговара једначини амбиполарног транспорта мањинских носилаца [6,7, 28]

$$\frac{\partial \delta n_p(x,t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta n_p(x,t)}{\partial x^2} - \mu_p \left(E \frac{\partial \delta n_p(x,t)}{\partial x} + \delta n_p(x,t) \frac{\partial E}{\partial x} \right) + G_p(x,t) - R_p(x,t), \quad (38)$$



Слика 7. Осветљавање полупроводника облика кружне плоче дебљине l и полупречника R_s .

под условом да је резултујуће поље $E = 0$ (нема спољашњег електричног поља, а електрично поље између електрона и шупљина је занемарљиво мало), па је израз у загради (члан дрифта) уз μ_p (μ_p је покретљивост шупљина) једнак нули. Овде се D_p посматра као ефективни коефицијент дифузије.

Ако се исти полупроводник, који има апсорпциони коефицијент β (полутранспарентни материјали), осветли на предњој страни модулисаноом светлошћу интензитета $I = I_0(1 + e^{i\omega t})$ (слика 7), једначине којима се дефинишу G_p и

R_p прилагођене модулисаној побуди [8,10,11] могу се дати у облику:

$$G_p(x,t) = \frac{\beta I_0}{\varepsilon} e^{-\beta x} (1 + e^{i\omega t}) \quad \text{и} \quad R_p(x,t) = \frac{\delta n_p(x,t)}{\tau_p}, \quad (39)$$

где је I_0 упадни интензитет светлости, ε је енергија светлосног фотона, β апсорпциони коефицијент датог материјала, $\delta n_p(x,t)$ модулисана промена концентрације носилаца, $\omega = 2\pi f$, и f је модулациона фреквенција светлосног извора.

Заменом (39) у (37) промена концентрације фотогенерисаних носилаца $\delta n_p(x,t)$ дуж x -осе описује се једначином:

$$\frac{\partial \delta n_p(x,t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \delta n_p(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\delta n_p(x,t)}{\tau} + \frac{\beta I_0}{\varepsilon} e^{-\beta x} (1 + e^{i\omega t}), \quad (40)$$

Ако се претпостави да се промена концентрације фотогенерисаних мањинских носилаца због модулације може представити у облику $\delta n_p(x,t) = \delta n_p(x) \cdot (1 + e^{i\omega t})$, онда се

њеном заменом у (40) може добити *статичка* (41.а) и *динамичка* (квази-статичка) (41.б) компонента једначине која описује динамику носилаца у узорку [8,10,11,15,29]:

$$\boxed{\frac{d^2 \delta n_p(x)}{dx^2} - \frac{\delta n_p(x)}{L_p^2} = -\frac{\beta I_0}{\varepsilon D_p} e^{-\beta x}}, \quad (41.a)$$

$$\boxed{\frac{d^2 \delta n_p(x, \omega)}{dx^2} - \frac{\delta n_p(x, \omega)}{L^2} = -\frac{\beta I_0}{\varepsilon D_p} e^{-\beta x}}, \quad (41.б)$$

где су $L = L_p / \sqrt{(1+i\omega\tau)}$ комплексна дифузиона дужина шупљина (мањинских носилаца), $L_p = \sqrt{D_p \tau}$ дифузиона дужина шупљина, $\delta n_p(x)$ је статичка а $\delta n_p(x, \omega)$ је динамичка компонента густине фотогенерисаних носилаца. Под претпоставком да је само динамичка компонента $\delta n_p(x, \omega)$ одговорна за фотоакустички одзив узорка (наш експериментални случај), опште решење једначине (41.б) може се написати у облику [8,10,11,15,29]:

$$\boxed{\delta n_p(x, \omega) = [A_{1\omega} e^{x/L} + A_{2\omega} e^{-x/L}] - \frac{\beta I_0}{\varepsilon D_p (\beta^2 - L^{-2})} e^{-\beta x}}, \quad (42)$$

где су $A_{1\omega}$ и $A_{2\omega}$ интеграционе константе, које се могу добити коришћењем одговарајућих граничних услова. Кроз граничне услове се, поред осталог, уводе површинске брзине рекомбинације s на предњој (s_1) и задњој (s_2) површини узорка, као параметри који се користе да би дефинисали ефикасност површинске рекомбинације (већа вредност s означава већу ефикасност рекомбинације). У нашем случају су гранични услови дати са:

$$D_p \left. \frac{d\delta n_p(x, \omega)}{dx} \right|_{x=0} = s_1 \cdot \delta n_p(0, \omega) \text{ и } D_p \left. \frac{d\delta n_p(x, \omega)}{dx} \right|_{x=l} = -s_2 \cdot \delta n_p(l, \omega), \quad (43)$$

где предњој површини узорка одговара $x = 0$, а задњој $x = l$.

Користећи једначине (41.б-43), могу се израчунати константе $A_{1\omega}$ и $A_{2\omega}$ и представити у облику:

$$A_{1\omega} = \frac{A_\omega}{a} \cdot [(v_{D\omega} - s_2)(v_\beta + s_1)e^{-l/L} - (v_{D\omega} + s_1)(v_\beta - s_2)e^{-\beta l}], \quad (44)$$

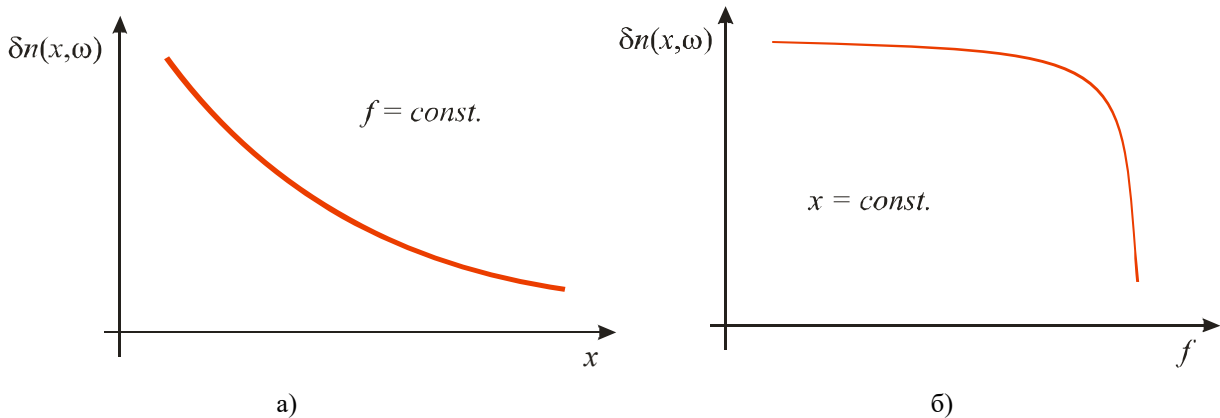
$$A_{2\omega} = \frac{A_\omega}{a} \cdot [(v_{D\omega} + s_2)(v_\beta + s_1)e^{l/L} - (v_{D\omega} - s_1)(v_\beta - s_2)e^{-\beta l}], \quad (45)$$

$$A_\omega = \frac{\beta I_0}{\varepsilon D_p (\beta^2 - L_\omega^{-2})}, \quad (46)$$

и

$$a = [v_{D\omega} + s_1] \cdot [v_{D\omega} + s_2] e^{l/L} - [v_{D\omega} - s_1] \cdot [v_{D\omega} - s_2] e^{-l/L}. \quad (47)$$

Овде су $v_{D\omega} = D_p / L$ и $v_\beta = \beta D_p$ тзв. дифузионе брзине вишка носилаца.



Слика 8. Зависност динамичке компоненте концентрације $\delta n(x, \omega)$ фотогенерисаних носилаца у полупроводнику у зависности од а) координате x и б) фреквенције модулације f , добијене на основу једначине (42).

Помоћу решења (42) обично се анализирају или расподеле носилаца $\delta n_p(x, \omega)$ у простору (дуж x -осе) за задату фреквенцију f (слика 8.а), или расподеле носилаца по фреквенцијама f за задати положај у простору x (слика 8.б). Помоћу оваквих расподела (поготово фреквентних) могу се анализирати и утврдити нпр. најповољнији услови под којима се могу уочити ефекти фотогенерисаних носилаца као носилаца наелектрисања, али и као носилаца топлоте у полупроводнику.

Литература уз Поглавље 2

- [1] David Cassidy, Gerald Holton, F. James Rutherford, Understanding physics, Springer-Verlag, New York, 2002.
- [2] И. Е. Иродов, Общая физика: Физика макросистем – основные законы, Лаборатория Базовых Знаний, Москва, 2002.
- [3] А. Н. Матвеев, Общий курс физики – Том II: Молекулярная физика, Высшая школа, Москва, 1990.
- [4] В. Žižić, Kurs opšte fizike: Molekularna fizika, Termodinamika, Mehanički talasi, IRO „Građevinska knjiga“, Beograd, 1988.
- [5] B. G. Streetman and S. Banerjee, 2000 Solid State Electronic Devices, 5th edition (Prentice Hall)
- [6] S. M. Sze, Semiconductor Devices Physics and Technology, 2nd edition, (1985,2002) by John Wiley & Sons
- [7] Richard C. Jaeger, Travis N. Blalock, Microelectronic circuit design — 4th ed, The McGraw-Hill Companies, Inc.. (2011), ISBN 978-0-07-338045-2
- [8] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, and J. Ordonez-Miranda, “Experimental photoacoustic observation of the photogenerated excess carrier influence on the thermoelastic response of n-type silicon”, *Journal of Applied Physics*, **128**, 095103 (2020), <https://doi.org/10.1063/5.0015657>
- [9] 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”, *International Journal of Thermophysics*, **41**, 90 (2020), <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02669-w>
- [10] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, and 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", *Journal of Applied Physics*, **126**, 185102 (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5100837>
- [11] Dragana K. Markushev, Dragan D. Markushev, Slobodanka Galović, Sanja Aleksić, Dragan S. Pantić, Dragan M. Todorović, “The surface recombination velocity and bulk lifetime influences on photogenerated excess carrier density and temperature distributions in n-type silicon excited by a frequency-modulated light source”, *Facta Universitatis, Series: Electronics and Energetics*, **31**, 2, (2018), pp. 313 – 328, <https://doi.org/10.2298/FUEE1802313>
- [12] Brogioli, D., Vailati, A., Diffusive mass transfer by nonequilibrium fluctuations: Fick's law revisited, *Physical Review E*, **63**, (2001), 1–4, 012105. arXiv:cond-mat/0006163
- [13] Y.M.AliL.C.Zhang, Relativistic heat conduction, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, **48**, 12, (2005), 2397-2406, <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.02.003>
- [14] S. Galovic and D. Kostoski, Photothermal wave propagation in media with thermal memory, *Journal of Applied Physics*. **93**, 3063–3070 (2003), <https://doi.org/10.1063/1.1540741>
- [15] D. M. Todorović, P. M. Nikolić, M. D. Dramićanin, D. G. Vasiljević, Z. D. Ristovski, “Photoacoustic frequency heat-transmission technique: Thermal and carrier transport parameters measurements in silicon”, *Journal of Applied Physics*, **78**, 5790 (1995), <http://dx.doi.org/10.1063/1.359637>
- [16] B. G. Streetman and S. Banerjee, Solid State Electronic Devices, Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics, 5th ed. (Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ, 2000).
- [17] Levy, Roland Albert (1989). Microelectronic Materials and Processes, pp. 1–2. ISBN 978-0-7923-0154-7. Retrieved 2008-02-23.
- [18] W. Shockley and Read, W. T., Statistics of the Recombinations of Holes and Electrons, *Physical Review*, **87**, (1952), p. 835, <https://doi.org/10.1103/PhysRev.87.835>
- [19] O. Palais, High resolution lifetime scan maps of silicon wafers, *Materials Science and Engineering B*, **71** (2000), 47–50, [https://doi.org/10.1016/S0921-5107\(99\)00347-5](https://doi.org/10.1016/S0921-5107(99)00347-5)
- [20] Andres Cuevas, Daniel Macdonald, Measuring and interpreting the lifetime of silicon wafers, *Solar Energy*, **76**, 1-3, (2003), 255-262, <https://doi.org/10.1016/j.solener.2003.07.033>
- [21] Alamo, J. A., and R. M. Swanson, Modeling of Minority Carrier Transport in Heavily Doped Silicon Emitters, *Solid-State Electronics*, **30**, (1987), 1580–1589, <https://doi.org/10.1109/T-ED.1987.23122>
- [22] M. S. Tyagi and R. Van Overstraeten, Minority carrier recombination in heavily-doped silicon, *Solid-State Electronics*, **26**, (1983), 577 -597, [https://doi.org/10.1016/0038-1101\(83\)90174-0](https://doi.org/10.1016/0038-1101(83)90174-0)

- [23] J. Schmidt, Kerr, M. J., and Altermatt, P. P., Coulomb-enhanced Auger recombination in crystalline silicon at intermediate and high injection densities, *Journal of Applied Physics*, **88**, (2000), pp. 1494-1497, <https://doi.org/10.1063/1.373878>
- [24] M. J. Kerr, Cuevas, A., and Sinton, R. A., Generalized analysis of quasi-steady-state and transient decay open circuit voltage measurements, *Journal of Applied Physics*, **91**, 399, (2002), <https://doi.org/10.1063/1.1416134>
- [25] A. Richter, Glunz, S. W., Werner, F., Schmidt, J., and Cuevas, A., Improved quantitative description of Auger recombination in crystalline silicon, *Physical Review B*, **86**, 165202, (2012), <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.86.165202>
- [26] A. B. Sproul, Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors, *Journal of Applied Physics*, **76**, (1994), 2851-2854, <https://doi.org/10.1063/1.357521>
- [27] K. L. Luke and Cheng, L. - J., "Analysis of the interaction of a laser pulse with a silicon wafer: Determination of bulk lifetime and surface recombination velocity", *Journal of Applied Physics*, **61**, (1987) 2282-2293, <https://doi.org/10.1063/1.337938>
- [28] Kizilyalli, M.; Corish, J.; Metselaar, R., Definitions of terms for diffusion in the solid state, *Pure and Applied Chemistry*, **71**, 7, (1999), 1307–1325, <https://doi.org/10.1351/pac199971071307>
- [29] D. M. Todorović, P. M. Nikolić, A. I. Bojičić, and K. T. Radulović, " Thermoelastic and electronic strain contributions to the frequency transmission photoacoustic effect in semiconductors, *Physical Review B*, **55**, (1997), 15631–15642, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.15631>

Поглавље 3.

Температурне расподеле у полупроводнику

Мерење температурних промена у узорку током апсорпције светлости је основа за све фототермалне методе. Такве промене могу да генеришу фототермални сигнал који зависи од својстава преноса енергије у узорку. Ова зависност омогућава анализу структуре материјала. Као што је раније описано, апсорпција светлости у полупроводницима додатно ствара вишак (већинских и мањинских) носилаца. Једноставни модел за модулисану генерацију носилаца описан у поглављу 2.4.2 каже да је брзина рекомбинације на површинама пропорционална концентрацији мањинских носилаца, и као таква може значајно да промени термодинамичке карактеристика узорка [1-4]. Како би избегли велико убрзање рекомбинације на осветљеној површини, и спречили убрзану термализацију носилаца, у нашој анализи ћемо се држати претпоставке да је брзина површинске рекомбинације на осветљеној површини изузетно мала, тј. $s_1 \rightarrow 0$. Претпоставка је, такође, да је брзина површинске рекомбинације на задњој површини велика, тј. $s_2 \gg 1$.

Многи аутори су истраживали фотоакустички ефекат у полупроводницима, укључујући различите ефекте дифузије и рекомбинације носилаца [5-7]. Применом гас-микрофонских метода фотоакустике добијене су врло корисне информације о својствима фотогенерисаних носилаца и њиховом утицају на транспорт топлоте у полупроводницима [8, 9].

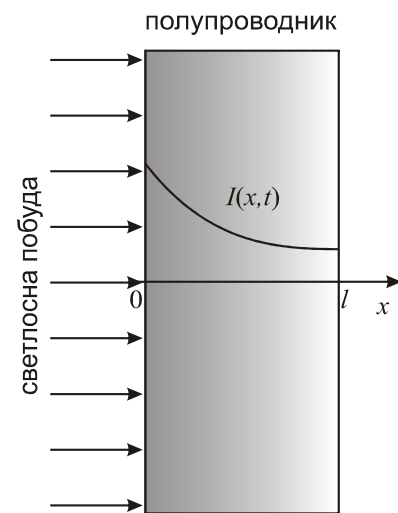
Занимљив приступ испитивању утицаја фотогенерисаних носилаца полупроводничких узорака осветљених модулисаним изворима светлости предложили су Тодоровић [10,11] и Драмићанин [12]. Они су израчунали расподелу температура уз утицај рекомбинације носилаца на предњој и задњој површини, као и у запремини узорка. Њихов теоријски модел, први пут представљен у [10], препознао је три главна физичка процеса: 1) термализацију, и две нерадијативне рекомбинације, тзв. 2) површинску и 3) запреминску. У оквиру ова три процеса препознају се четири термална извора који утичу на температурне расподеле: а) термализациони извор на местима директне конверзије светлости у топлоту, б) површински извор услед рекомбинација на предњој (осветљеној) страни узорка, в) други површински извор услед рекомбинација на задњој (неосветљеној) страни узорка, и г) запремински извор услед рекомбинација у запремини узорка. Радећи са

Si и Ge, њихова теоријска анализа изведена је у области модулационих фреквенција од 10 Hz до 10^5 Hz. Експерименти су изведени са узорцима дебљине од 1 mm до 170 μm , и ограниченим распоном модулационих фреквенција од 20 Hz до 5 kHz.

У овој тези проширен је Тодоровићев приступ [10-12] на кружне плочице Si *n*-типа са дебљинама од 1 mm до 10 μm , проширивши, у исто време, и област фреквенција модулације од 1 Hz до 10^7 Hz. Тек у овако проширеној области фреквенција уочени су јасни утицају фотогенерисаних носилаца на температурне расподеле кроз рекомбинацију на различитим местима у полупроводнику, што ће и бити показано. Генерализација ових утицаја приказати се (у делу са резултатима) кроз плазма-дебеле и плазма-танке узорке, чије се дебљине мере у односу на дифузиону дужину фотогенерисаних носилаца.

3.1. Модулисани транспорт топлоте

Стварањем (генерисањем) слободних носилаца у полупроводнику њихова концентрација у узорку постаје неравнотежна: више их је на осветљеној него на неосветљеној страни. Због тога фотогенерисани слободни носиоци почињу да се крећу ка унутрашњости полупроводника носећи са собом део енергије апсорбоване светлости. Кретање траје све дотле док не дође до њихове рекомбинације након времена τ . Место на коме је дошло до рекомбинације фотогенерисаних носилаца у запремини или на површини тог полупроводника представљају изворе топлоте јер се рекомбинацијом ослобађа део енергије апсорбоване светлости и претвара у топлоту. На тај начин се мења и термална слика узорка, тј. расподела температуре у његовој запремини и на површинама. Зато се сада мора решити и изворска диференцијална једначина која описује расподелу температуре периодично осветљаваног полупроводника (слика 9), а која има облик једначине (23):



Слика 9. Шема осветљене плочице силицијума *n*-типа

$$k \frac{\partial^2 T_s(x,t)}{\partial x^2} - \rho c \frac{\partial T_s(x,t)}{\partial t} = -H_{term}(x,t) - H_{br}(x,t), \quad (48)$$

где су са [10-12]

$$H_{term}(x,t) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{\varepsilon} \beta I e^{-\beta x} \text{ и } H_{br}(x,t) = \frac{\varepsilon_g}{\tau} \delta n_p(x,t) \quad (49)$$

уведени термализациони (term) и запремински (br) извори топлоте, респективно. Термализациони извор топлоте $H_{term}(x,t)$ настаје услед директне конверзије светлости у топлоту (тренутне рекомбинације) а запремински извор топлоте $H_{br}(x,t)$ настаје на местима рекомбинације носилаца у запремини узорка. Сада се може написати да је

$$\boxed{\frac{\partial^2 T_s(x,t)}{\partial x^2} - \frac{1}{D_T} \frac{\partial T_s(x,t)}{\partial t} = -\frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{k\varepsilon} \beta I e^{-\beta x} - \frac{\varepsilon_g}{k\tau} \delta n_p(x,t)}. \quad (50)$$

Уз претпоставку да имамо модулисани извор светлости интензитета $I = I_0(1 + e^{i\omega t})$ и да се због тога концентрација носилаца мења периодично $\delta n_p(x,t) = \delta n_p(x)(1 + e^{i\omega t})$, опште решење последње једначине може се потражити као $T_s(x,t) = T_s(x)(1 + e^{i\omega t})$. Заменом претпостављеног општег решења у једначину (50) добија се статичка (51.а) и динамичка (квази-статичка) (51.б) једначина промене температуре у полупроводнику облика [10-14]:

$$\boxed{\frac{d^2 T_s(x)}{dx^2} = -\frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{k\varepsilon} \beta I_0 e^{-\beta x} - \frac{\varepsilon_g}{k\tau} \delta n_p(x)}, \quad (51.а)$$

$$\boxed{\frac{d^2 T_s(x,\omega)}{dx^2} - \sigma_i^2 T_s(x,\omega) = -\frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{k\varepsilon} \beta I_0 e^{-\beta x} - \frac{\varepsilon_g}{k\tau} \delta n_p(x,\omega)}, \quad (51.б)$$

где је $\sigma_i = (1+i)\mu^{-1}$ комплексни термални коефицијент дифузије, $\mu = \sqrt{D_T / (\pi f)}$ термална дифузиона дужина, $D_T = k/(\rho c)$ топлотни коефицијент дифузије узорка, k - коефицијент топлотне проводљивости, ρ - густина, и ε_g енергија процепа. За генерацију фотоакустичких сигнала значајна је динамичка компонента (51.б) која се решава познавањем граничних услова на предњој ($x=0$) и задњој ($x=l$) површини који су дати са:

$$-k \frac{dT_s(x, \omega)}{dx} \Big|_{x=0} = s_1 \delta n_p(0, \omega) \varepsilon_g \text{ и } -k \frac{dT_s(x, \omega)}{dx} \Big|_{x=l} = -s_2 \delta n_p(l, \omega) \varepsilon_g. \quad (52)$$

Кроз граничне услове (52) уведена су и стања површина преко брзина рекомбинације на предњој (s_1) и задњој површини (s_2) као параметри важни за ефикасност рекомбинационих процеса на површинама. Опште решење динамичке компоненте $T_s(x, \omega)$, комбиновањем (51.6) са граничним условима (52), дато је изразом [10-14]:

$$T_s(x, \omega) = b_1 e^{\sigma_i x} + b_2 e^{-\sigma_i x} + b_3 \delta n_p(x, \omega) + b_4 e^{-\beta x}, \quad (53)$$

где су

$$b_1 = \frac{\coth(\sigma_i l) - 1}{2k\sigma_i} \left[b_3 k \left(\frac{d\delta n_p(x)}{dx} \right)_{x=0} - e^{-\sigma_i l} \left(\frac{d\delta n_p(x)}{dx} \right)_{x=l} \right] + \varepsilon_g [\delta n_p(0) s_1 + \delta n_p(l) s_2 e^{\sigma_i l}] + b_4 k \beta [e^{l(\sigma_i - \beta)} - 1] \quad (54)$$

$$b_2 = \frac{1}{2k\sigma_i \sinh(\sigma_i l)} \left\{ -b_3 k \left(\frac{d\delta n_p(x)}{dx} \right)_{x=l} + \varepsilon_g \delta n_p(l) s_2 + b_4 k \beta e^{-\beta l} + e^{-\sigma_i l} \left[b_3 k \left(\frac{d\delta n_p(x)}{dx} \right)_{x=0} + \varepsilon_g \delta n_p(0) s_1 - b_4 k \beta \right] \right\} \quad (55)$$

$$b_3 = \frac{\varepsilon_g}{k\tau(\sigma_i^2 - L^{-2})} \text{ и } b_4 = \frac{\beta I_0}{\varepsilon(\beta^2 - \sigma_i^2)} \left(\frac{b_3}{D_p} - \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{k} \right). \quad (56)$$

Једначина (53) указује на једну врло важну чињеницу: температурне расподеле у полупроводнику су, поред фреквенције, строго одређене релативним односима и вредностима дебљине узорка l , термалне дифузионе дужине μ , апсорпционог коефицијента полупроводника β и дифузионом дужином носилаца у њему L .

Интересантно је осврнути се на питање граница применљивости једначине (51.6) и њеног решења (53). Израчунавање оптички индукованих температурних расподела $T_s(x, \omega)$ је засновано на Фуријеовом закону провођења топлоте (једначина (16)). Фуријеова теорија провођења топлоте често је довођена у питање јер је подразумевала постојање бесконачно великих брзина простирања топлоте у некој средини. Како би превазишли тај проблем, многи аутори су модификовали Фуријеов закон уводећи нову

величину, тзв. термално време релаксације τ_T у једначину (16) [15-17] (Прилог 3, једначина (П3.5)). Ово време представља оно време које прође од настанка градијента температуре до почетка провођења топлоте (стварања топлотног флукса) у датој средини. Потврђено је да се у областима фреквенција за које важи да је $2\pi f\tau_T \ll 1$ температурне расподеле добијене Фуријеовим и модификованим Фуријеовим законом не разликују [16,17]. Овај закључак нам омогућава да применимо класичан приступ провођења топлоте на све фреквенције модулације за које важи критеријум $f \ll 1/(2\pi\tau_T)$. Знајући да су вредности τ_T за највећи број полупроводника у области $(10^{-7} - 10^{-8})$ s [15-17], горња граница применљивости фреквенција за израчунавање $T_s(x, \omega)$ у нашем случају (једначина (53)) је $f \leq 10^7$ Hz. За доњу границу се може узети $f = 1$ Hz као теоријски лимит видљивости утицаја носилаца на $T_s(x, \omega)$. Уколико се испостави да је вредност τ_T много већа од претпостављене, модификована Фуријеова једначина (Прилог 3, једначина (П3.5)) се мора узети у обзир и граница применљивости фреквенција се мења (смањује).

Ако говоримо о границама дебљина силицијума на које је једначина (51.6) применљива, оне су могу узети на основу емпиријских закључака фотоакустичких експеримената [13,14]. Горња граница од 1 mm узета је као емпиријска граница изнад које постају видљиви и доминантни ефекти ширења у односу на савијање узорка. Доња граница од 10 μ m је узета као граница важења дифузионог режима транспорта енергије (Fourier-овог закона) и прелазак у дифузионо-балистички режим, који се описује Болцмановом једначином транспорта за идеалне разређене гасове.

Оваква анализа применљивости једначине (51.6) и њеног решења (53) даје нам могућност да теоријску анализу у овом раду применимо на читавом важећем опсегу фреквенција од $(1 - 10^7)$ Hz, и дебљина узорака од $(10^{-3} - 10^{-5})$ m [13,14]. Тиме смо далеко превазишли област применљивости фотоакустике од 20 Hz до 20 kHz, што јесте узани део важећег опсега фреквенција једначина (51.6) и (53). На тај начин је омогућено правилно тумачење свих појава везаних за промену температура у фотоакустици.

3.2. Компоненте термализације, површинске и запреминске рекомбинације

Под претпоставком да $f \rightarrow 10^7$ Hz (горња граница применљивости Фуријеовог закона), за било коју дебљину узорка једначина (53) се редукује:

а) на предњој осветљеној површини узорка ($x = 0$) на облик:

$$T_s(0, \omega) \rightarrow \frac{I_0}{k} \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{\varepsilon} \frac{\beta}{\beta^2 - \sigma^2} \left\{ b \frac{\cosh(\sigma l) - e^{-\beta l}}{\sinh(\sigma l)} - 1 \right\} = T_{\text{term}}(0, \omega); \quad (57)$$

б) на задњој неосветљеној површини узорка ($x = l$) на

$$T_s(l, \omega) \rightarrow \frac{\varepsilon_g}{k\sigma} \frac{s_2 \delta n_p(l, \omega) \cosh(\sigma l)}{\sinh(\sigma l)} = T_{\text{sr}}(l, \omega); \quad (58)$$

где су $T_{\text{term}}(0, \omega)$ и $T_{\text{sr}}(l, \omega)$ тзв. термализациона и површинска рекомбинациона температурна компонента, респективно, чији су општи облици дати са [13,14]:

$$T_{\text{term}}(x, \omega) = \frac{I_0}{k} \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{\varepsilon} \frac{\beta}{\beta^2 - \sigma^2} \left\{ b \frac{\cosh[\sigma(x-l)] - e^{-\beta l} \cosh(\sigma x)}{\sinh(\sigma l)} - e^{-\beta x} \right\}, \quad (59)$$

и

$$T_{\text{sr}}(x, \omega) = \frac{\varepsilon_g}{k\sigma} \frac{s_2 \delta n_p(l, \omega) \cosh(\sigma x)}{\sinh(\sigma l)}. \quad (60)$$

Искористивши једначине (59) и (60), остатак једначине (53) даје компоненту температуре запреминске рекомбинације у општем облику [10-14]:

$$T_{\text{br}}(x, \omega) = \frac{\varepsilon_g B_1}{\tau k \sigma^2} \left[\frac{B_2 e^{\sigma x} + B_3 e^{-\sigma x}}{2 \sinh(\sigma l)} - \frac{1}{c^2 - 1} \left(\frac{\delta n_p(x, \omega)}{B_1} + \frac{b^2 - c^2}{b^2 - 1} e^{-\beta x} \right) \right], \quad (61)$$

где су $b = \beta / \sigma$, $c = (L\sigma)^{-1}$, а интеграционе константе B_n ($n = 1, 2, 3$) су дефинисане као [36-38,40]:

$$B_1 = -\frac{\beta I_0}{\varepsilon D_p (\beta^2 - L^{-2})}, \quad (62)$$

$$B_2 = B_4 e^{-\sigma l} + B_3, \quad (63)$$

$$B_3 = B_4 e^d + B_5, \quad (64)$$

и

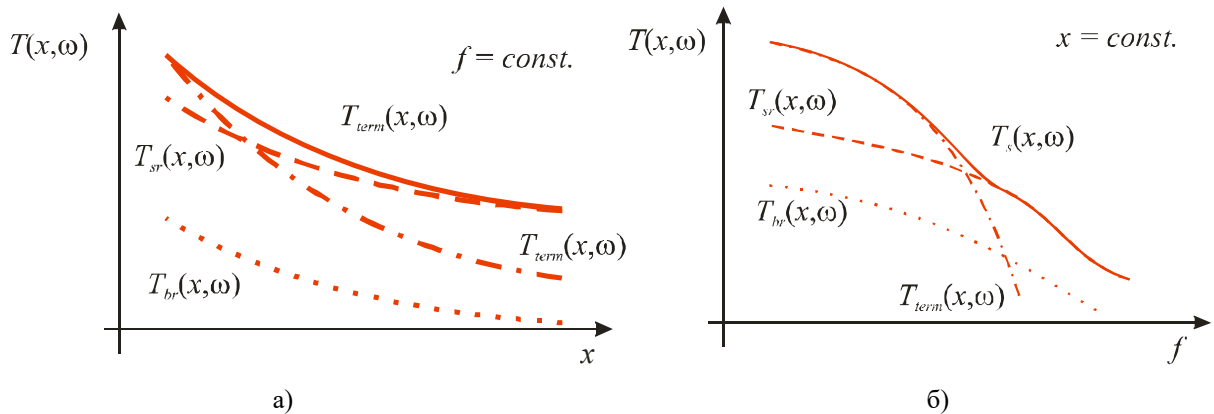
$$B_4 = -c \frac{\frac{1}{B_1} [\delta n_p(l) - \delta n_p(0) \cosh(l/L)] - \cosh(l/L) + e^{-bl}}{\sinh(l/L) \cdot (c^2 - 1)} - \frac{b}{b^2 - 1}, \quad (65)$$

$$B_5 = c \frac{\frac{1}{B_1} [\delta n_p(l) \cosh(l/L) - \delta n_p(0)] - 1 + e^{-bl} \cosh(l/L)}{\sinh(l/L) \cdot (c^2 - 1)} + \frac{b e^{-bl}}{b^2 - 1}. \quad (66)$$

Опште решење једначине (53) $T_s(x, \omega)$ сада се може написати и као збир три компоненте [10-14]: термализације $T_{\text{therm}}(x, \omega)$, запреминске $T_{\text{br}}(x, \omega)$ и површинске $T_{\text{sr}}(x, \omega)$ рекомбинације:

$$T_s(x, \omega) = T_{\text{therm}}(x, \omega) + T_{\text{br}}(x, \omega) + T_{\text{sr}}(x, \omega). \quad (67)$$

Једначинама (53) и (67) обично се анализирају температурне расподеле $T_s(x, \omega)$ у простору (дуж x -осе) за задату фреквенцију f (слика 10.а), и температурне расподеле по фреквенцијама f за задати положај у простору x (слика 10.б).



Слика 10. Зависност динамичке компоненте температуре $T(x, \omega)$ у полупроводнику у зависности од а) координате x и б) фреквенције модулације f , добијене на основу једначине (67).

Интересантно је видети како полупроводник реагује, у термалном смислу, када нема генерације носилаца, тј. када је енергија светлосних фотона ε мања од енергије процепа ε_g ($\varepsilon = h\nu < \varepsilon_g$). Температурна расподела $T_s^*(x, \omega)$ у таквом полупроводнику може се дати у облику [13,14]:

$$T_s^*(x, \omega) = \frac{I_0^*}{k} \frac{\beta^*}{\beta^{*2} - \sigma^2} \left\{ b \frac{\cosh[\sigma(x-l)] - e^{-\beta^* l} \cosh(\sigma x)}{\sinh(\sigma l)} - e^{-\beta^* x} \right\}, \quad (68)$$

где је I_0^* амплитуда интензитета модулисана светлости, а β^* је коефицијент апсорпције полупроводника на датој таласној дужини. Поређењем ј-на (59) и (68), лако је видети да је $T_{\text{therm}}(x, \omega) = T_s^*(x, \omega)$ ако узмемо да је $I_0(\varepsilon - \varepsilon_g)/\varepsilon = I_0^*$ и $\beta = \beta^*$.

Како би избегли другачију интеракцију светлости и полупроводника изазване релативно великом променом апсорпционог коефицијента услед мале промене таласне дужине извора светлости, нашу анализу термалних промена без генерације носилаца вршићемо симулацијом истог светлосног извора ($\varepsilon = h\nu \geq \varepsilon_g$) под претпоставком да је $\tau \leq 10^{-7}$ s (врло брзе релаксације). На тај начин $T_{\text{therm}}(x, \omega)$ (једначина (59)) са брзо термализованим фотогенерисаним носиоцима се може посматрати као добра апроксимација $T_s^*(x, \omega)$ (једначина (68)) без фотогенерисаних носилаца.

Литература уз Поглавље 3

- [1] B. Sproul, Dimensionless solution of the equation describing the effect of surface recombination on carrier decay in semiconductors, *Journal of Applied Physics*, **76**, (1994), pp. 2851-2854, <https://doi.org/10.1063/1.357521>
- [2] K. L. Luke and Cheng, L.J., Analysis of the interaction of a laser pulse with a silicon wafer: Determination of bulk lifetime and surface recombination velocity, *Journal of Applied Physics*, **61**, (1987), pp. 2282-2293, <https://doi.org/10.1063/1.337938>
- [3] J. Brody and Rohatgi, A., Analytical approximation of effective surface recombination velocity of dielectric-passivated p-type silicon, *Solid-State Electronics*, **45**, 9, (2001), pp. 1549 - 1557, [https://doi.org/10.1016/S0038-1101\(01\)00169-1](https://doi.org/10.1016/S0038-1101(01)00169-1)
- [4] J. Batista, A. Mandelis and D. Shaughnessy, Temperature dependence of carrier mobility in Si wafers measured by infrared photocarrier radiometry, *Applied Physics Letters*, **82**, (2003), 4077-4079, <https://doi.org/10.1063/1.1582376>
- [5] L. C. M. Miranda, "Theory of the photoacoustic effect in semiconductors influence of carrier diffusion and recombination", *Applied Optics*, 21, (1982), 2923, <https://doi.org/10.1364/AO.21.002923>
- [6] A. Sablikov and V. B. Sandomirskii, "The Photoacoustic Effect in Semiconductors", *Physica Status Solidi B*, 120, (1983), 471, doi: 10.1002/pssb.2221200203

- [7] D. Fournier, A. C. Voccara, A. Skumanish, and N. M. Amer, "Photothermal investigation of transport in semiconductors: Theory and experiment", *Journal of Applied Physics*, 59, 787 (1986), <https://doi.org/10.1063/1.336599>
- [8] S. O. Ferreira, C. Ying Au, I. N. Bandiera, L. C. M. Miranda, and H. Vargas, "Photoacoustic measurement of the thermal diffusivity of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ alloys", *Physical Review B*, 39, 7967 (1989), <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.7967>
- [9] A. Pinto Neto, H. Vargas, N. E. Jxite, and L. C. M. Miranda, "Photoacoustic characterization of semiconductors: Transport properties and thermal diffusivity in GaAs and Si", *Physical Review B*, 41, (1990) 9971, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.41.9971>
- [10] D. M. Todorovic, P. M. Nikolic, M. D. Dramicanin, D. G. Vasiljevic, Z. D. Ristovski, "Photoacoustic frequency heat-transmission technique: Thermal and carrier transport parameters measurements in silicon", *Journal of Applied Physics*, 78 (9), 5750 (1995) <https://doi.org/10.1063/1.359637>
- [11] D. M. Todorović, P. M. Nikolić, A. I. Bojičić, and K. T. Radulović, "Thermoelastic and electronic strain contributions to the frequency transmission photoacoustic effect in semiconductors", *Physical Review B*, 55(23), (1997) 15631–15642, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.15631>
- [12] M. D. Dramićanin, P. M. Nikolić, Z. D. Ristovski, D. G. Vasiljević, and D. M. Todorović, "Photoacoustic investigation of transport in semiconductors: Theoretical and experimental study of a Ge single crystal", *Physical Review B*, 51, 14226 (1995) <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.14226>
- [13] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, and J. Ordonez-Miranda, "Experimental photoacoustic observation of the photogenerated excess carrier influence on the thermoelastic response of n-type silicon", *Journal of Applied Physics*, 128, 095103 (2020), <https://doi.org/10.1063/5.0015657>
- [14] D.K. Markushev, D.D. Markushev, S.M. Aleksic, D.S. Pantic, S.P. Galovic, D.M. Todorovic, and 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", *Journal of Applied Physics*, 126, 185102 (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5100837>
- [15] Ordonez-Miranda, J.J. Alvarado-Gil, "Determination of thermal properties for hyperbolic heat transport using a frequency-modulated excitation source", *International Journal of Engineering Science*, 50, 101–112 (2012), doi:10.1016/j.ijengsci.2011.08.012
- [16] Vedavarz, A., Kumar, S., & Moallemi, M. K., "Significance of non-Fourier heat waves in conduction", *Journal of Heat Transfer—Transactions of the ASME*, 116, 221–224 (1994), DOI: 10.1115/1.2910859
- [17] S. Galovic and D. Kostoski, "Photothermal wave propagation in media with thermal memory", *Journal of Applied Physics*, 93, 3063-3070 (2003), DOI: 10.1063/1.1540741

Поглавље 4.

Фотоакустика полупроводника

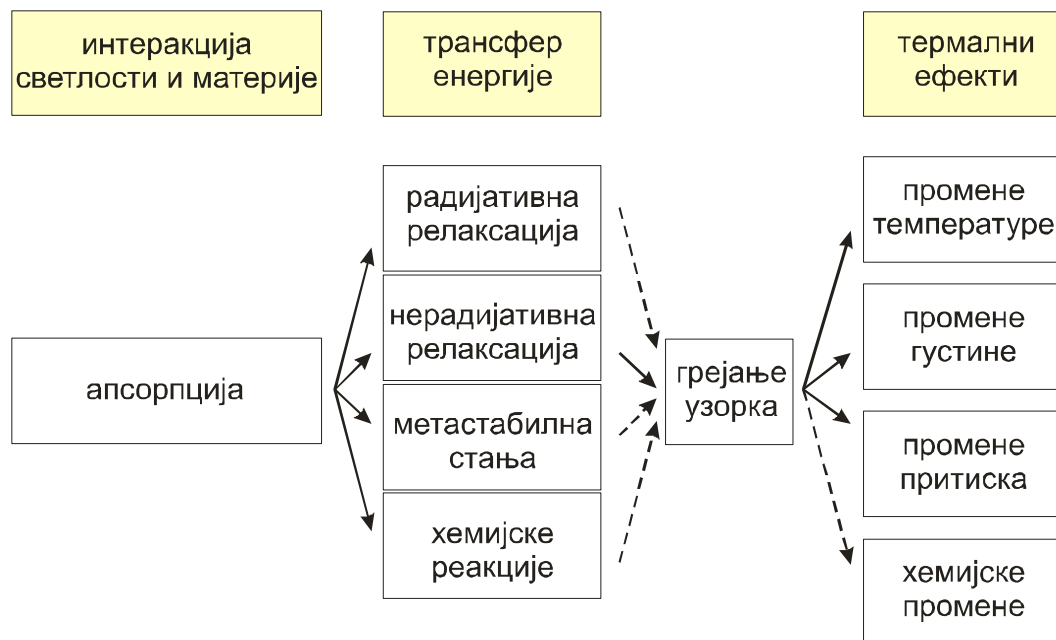
4.1. Фототермалне науке

Фототермалне науке су засноване на фототермалном ефекту којим се описује термална промена у узорку у било ком агрегатном стању изазвана његовим осветљавањем. Када се неки узорак изложи светлости, долази до процеса интеракције светлости и материје (градивних честица узорка, молекула или атома) [1-3]. Три главна процеса интеракције су: апсорпција, рефлексија и трансмисија. Утицај рефлексија и расејања светлости на побуду честица средине је занемарљиво мали. До побуде честица долази захваљујући процесу апсорпције: молекули или атоми апсорбују светлосну енергију и прелазе из основног – непобуђеног, у побуђено стање. Тако побуђени, природно теже да се ослободе апсорбоване енергије и врате се у непобуђено стање.

Ослобађање енергије се врши путем процеса радијативне или нерадијативне релаксације [4-6]. Радијативна подразумева ослобађање енергије у виду зрачења. Нерадијативна подразумева претварање апсорбоване енергије у топлоту Q , мењајући унутрашњу енергију узорка ($Q = dU$): узорак се загрева. Загревањем узорка мења се његова температура ($dU = mcdT$), као и температура његове околине (најчешће ваздух). Промена температуре доводи до ширења или сакупљања узорка, што доводи до промена у његовој густини. Уколико је промена температуре много бржа од времена потребног да се узорак рашири или скупи (време топлотне релаксације), долази до нагле промене притиска у узорку и механичког стреса због кога настаје звук (прасак). Након стреса узорак поново долази у стање са промењеном густином узорка која одговара промени температуре.

Осим радијативне и нерадијативне релаксације, честице средине се могу ослободити апсорбоване енергије и кроз тзв. метастабилна стања или изазване хемијске реакције [7-9]. Метастабилна стања су дугоживећа стања која на неки начин „заробе“ енергију у самом молекулу, „спречавајући“ га да апсорбује пре него што се не ослободи енергије коју има, што доводи до кашњења у грејању узорка. Са друге стране, могуће хемијске реакције мењају састав и структуру градивних честица мењајући, на тај начин, физичке особине узорка. У нашим разматрањима бавићемо се само трансфером светлосне

енергије који доводи, путем нерадијативних релаксација, до загревања узорка и термалних ефеката који се у њему (и око њега) јављају због тога: промена температуре, густине и притиска. Трансфери енергија путем метастабилних стања или хемијских реакција неће се разматрати у овој тези, јер ће услови под којима ће се радити експериментални део тезе бити неповољни за изазивање таквих врста транспорта. На слици 11 [5] приказана је схема могућих трансфера енергије у узорку након апсорпције светлости, и свих наведених термалних ефеката који настају као последица грејања осветљеног узорка.



Слика 11. Једноставна схема настанка термалних ефеката у осветљеном узорку услед његовог загревања нерадијативном релаксацијом након апсорпције светлости [5].

Напоменуто је да до нагле промене притиска у узорку и настанка звука може доћи ако је промена његове температуре много бржа од времена топлотне релаксације. То је обично случај када имамо тзв. импулсну побуду, при којој су осветљавања краткотрајна али обично праћена великим интензитетом зрачења. У случају континуалне побуде осветљавање је дуготрајно и промена температуре и притиска је континуална – нема настанка звука. У случају континуалне побуде која се периодично прекида, тзв. модулисана побуде, температура и притисак узорка се периодично мењају, стварајући звук завистан од фреквенције модулације, обично много мање амплитуде него у случају импулсне побуде.

Термални ефекти који настају грејањем узорка изазивају промене термодинамичких параметара како у узорку тако и у његовој околини (обично је то

ваздух). Промене температуре, густине и притиска, неминовно изазивају промене у оптичким карактеристикама тј. индексу преламања узорка и/или околног ваздуха. На основу тог сазнања развило се више фототермалних детекционих метода (у оквиру сваке развијено је више техника) које свој рад заснивају на основу тога које термалне и оптичке величине могу да мере, а које су у директној вези са променама поменутих термодинамичких параметара. Основна подела фототермалних детекционих метода приказана је у Табели 1 [5].

Табела 1. Основна подела фототермалних детекционих метода на основу величина које се мере, које одговарају променама различитих термодинамичких параметара [5].

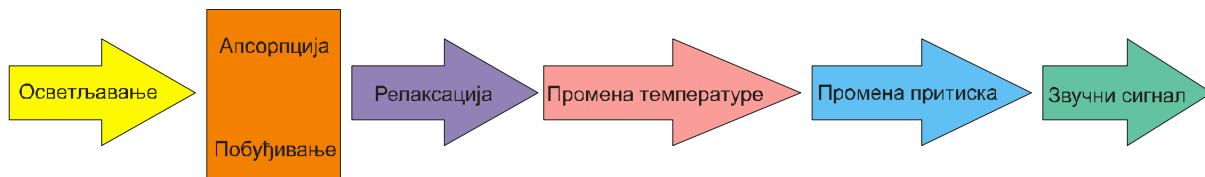
ТЕРМОДИНАМИЧКИ ПАРАМЕТРИ	МЕРЕНЕ ВЕЛИЧИНЕ	ДЕТЕКЦИОНЕ МЕТОДЕ
температура	температура	калориметрија
	инфрацрвено зрачење	фототермална радиометрија
притисак	притисак звучних таласа	фотоакустика
густина	индекс преламања	термално сочиво
		интерферометрија
		дефлексија
		преламање
	дифракција	
	површинске деформације	површинска дефлексија

Из табеле је јасно да на основу термодинамичких параметара и величина које се мере, фототермалне методе могу успешно да се користе у анализи течности (раствора), чврстих тела и међуповршинских стања вишеслојних материјала. У наступајућим разматрањима бавићемо се фотоакустиком чврстих узорака као детекционом методом која је била на располагању за експериментални рад.

4.2. Фотоакустика

Фотоакустика, као једна од врло осетљивих детекционих метода у оквиру фототермалних наука (Табела 1), заснива се на фотоакустичком ефекту. Фотоакустички ефекат је ефекат

формирања звучних таласа након интеракције светлости и материје осветљеног узорка у било ком агрегатном стању. У овој тези бавићемо се анализом чврстих узорака полупроводника. Зато ћемо описати фотоакустички ефекат у чврстим телима. Да би овај ефекат настао интензитет светлости светлосног извора мора да се мења, тако да осветљавање буде или периодично (модулисано) или импулсно. Осветљавање је праћено апсорпцијом, апсорпција доводи до побуде молекула узорка, а побуда молекула је праћена нерадијативном релаксацијом која енергију светлости претвара у топлоту: повећава кинетичку енергију молекула мењајући унутрашњу енергију осветљаног узорка. Повећање унутрашње енергије доводи до повећања температуре узорка: узорак се греје. Ако је осветљавање модулисано, сви наведени процеси су периодични, тако да је и промена температуре периодична. Таква промена температуре праћена је периодичном променом притиска у узорку, што ствара звук. Схематски приказ фотоакустичког ефекта дат је на слици 12 [5].



Слика 12. Схематски приказ главних процеса који учествују у формирању звучних сигнала узорка осветљеног модулисаним извором светлости у оквиру фотоакустике чврстих узорака [5].

Искуство говори да поменуте промене температуре и притиска умеју да буду јако мале. Експерименти показују да се температура максимално мења у области 10^{-3}K (миликељвина), притисак у области 10^{-6}bar (микробара). За исту промену температуре ширење и скупљање чврстих узорка је занемарљиво, али не и околног флуида (обично ваздуха). Због тога се у случају анализе чврстих узорака радије детектују промене температуре околног ваздуха непосредно уз узорак. Трансфер енергије се директно врши дифузијом топлоте кроз узорак ка ваздуху (идеално без губитака). Тако настале периодичне температурне промене околног ваздуха доводе до периодичних промене притиска у њему, и тако настаје звук, који се детектује микрофоном (или неким пиезоелектричним сензором) као електрични (струјни или напонски) сигнал на његовом излазу тзв. фотоакустички сигнал. Аналогија која постоји између временских или фреквентних варијација микрофонског електричног сигнала и интензитета звука насталог фотоакустичким ефектом користи се за квантификацију фотоакустичког ефекта. На основу те аналогије, микрофонским сигнаlima се, помоћу познатих теоријских модела

којима се обрађују, придружују физичке величине звука (амплитуде и фазе). Под претпоставком да звук настао фотоакустичким ефектом носи информацију о свом извору, тј. температурним променама у осветљеном узорку, амплитуде и фазе звука имају облике који су одређени физичким карактеристикама узорка (топлотним, еластичним, електронским, оптичким, итд.). Због тога је фотоакустика метода погодна за карактеризацију материјала [10].

4.3. Методе и технике фотоакустике

Пре него што се позабавимо методама и техникама фотоакустике, осврнимо се прво на саме дефиниције тих појмова, јер се у научној литератури често ова два појма мешају, а понекад и изједначавају. У оквиру чврстих тела наш крајњи циљ је карактеризација материјала, која се може извршити на више начина. Ми смо се определили за карактеризацију на основу промена температуре узорка осветљавањем. Другим речима, наш општи приступ карактеризацији чврстих узорака заснован је на ефектима описаним у оквирима фототермалних наука. Као што се може јасно видети из Табеле 1 [5], да би остварили наш циљ општим приступом преко фототермалних наука, мора постојати скуп јасно дефинисаних идеја и планова, тзв. метода, којима се на систематски начин, познајући параметре и величине које могу да се мере, тежи ка остварењу жељеног циља. А када се одлучимо за одређену методу, мора постојати скуп јасно дефинисаних процедура, тзв. техника, којима директно меримо жељену величину и стижемо до циља. Годинама, неке технике су, због своје разноврсности, постале методе, тако да није лако успоставити јасну границу међу њима.

Постоји више фотоакустичких метода на основу којих се може извршити карактеризација материјала. То су, у најгрубљој подели, методе фотоакустичке спектроскопије (photoacoustic spectroscopy) и методе фотоакустичног снимања и обраде слика (photoacoustic imaging).

Методе фотоакустичке спектроскопије могу се поделити на више начина. Ако се говори о карактеристикама извора светлости која се користи за осветљавање узорка, методе се могу поделити на основу таласне дужине коју извор користи. Тако постоје методе које користе или широки спектар таласних дужина (црвена, зелена, плава, бела, инфрацрвена, ултраљубичаста) које се примењују сукцесивно, или само једну (само нпр. црвену). Даље, извор светлости може бити импулсни или модулисан. Импулсни извори дају сигнале који се радије анализирају методама прилагођеним раду у временском

домену. Код таквих сигнала карактеризација материјала се врши на основу облика сигнала (висина, ширина, брзина раста, брзина пада, дужина репа,...). Модулисани извори дају сигнале који се, поред временских, анализирају и методама прилагођених раду у домену фреквенција модулације. Карактеризација материјала се врши на основу облика кривих фреквентне зависности амплитуда и фаза сигнала. Фреквенције модулације се обично прилагођавају карактеристикама детектора, најчешће фреквенцијама стандардних електрет-микрофона (20 Hz – 20 kHz). У односу на пут који звук прође од извора до детектора, имајући у виду да је амплитуда звука већа ако је тај пут краћи, постоје методе које користе ћелије са великом и ћелије са минималном запремином. Данас се све више користе ћелије које имају минималну запремину. Обично се запремина микрофона, на чијем се улазу монтира узорак, користи као ћелија минималне запремине. Ту конфигурацију користи широко примењивана метода отворене ћелије (open photoacoustic cell) [11]. На основу положаја детектора у односу на извор зрачења, методе фотоакустичке спектроскопије могу бити рефлексионе и трансмисионе. Код рефлексионих су детектор и извор зрачења са исте стране узорка. Код трансмисионих је детектор са супротне стране узорка у односу на извор. Треба поменути још да је у оквиру фотоакустичке спектроскопије често коришћена и метода Фуријеове трансформације [12]. Обично је коришћена како за обраду временских сигнала. Сваки сигнал у временском домену може се представити као линеарна комбинација најпростијих синусних и косинусних функција различитих фреквенција. Фуријеовом анализом произвољном временском сигналу се придружује одговарајући сигнал у фреквентном домену који показује од колико фреквенција се тај сигнал састоји. Анализом тих фреквенција могу се добити различите информације у сигналу и узорку од кога сигнал потиче. Тако су развијене технике Фурије-трансформ (FTPAS) [12] и инфрацрвене Фурије-трансформ (FTIRPAS) фотоакустике [13].

Фотоакустичке метода снимања - добијања и обраде слика, највише су заступљене у обради биолошких ткива [14]. Ткиво се обично осветљава модулисаним зрачењем из области радио-фреквенција. Део апсорбованог зрачења се претвара у топлоту и мења унутрашњу енергију ткива. Ткиво се шири и скупља у ритму осветљавања и продукује ултразвук у области мегахерца (MHz). Ултразвучни таласи се детектују на различитим местима у простору градећи тако просторну слику ткива. Апсорпција зрачења је уско повезана са физиолошким својствима ткива, као што је концентрација хемоглобина, меланина или засићености кисеоником. На основу тога се може извршити карактеризација ткива поређењем слика у којима долази, под истим експерименталним условима, до разлике због нпр. различитог нивоа апсорпције. Разликујемо две технике стварања

фотоакустичких слика: фотоакустичку томографију (РАТ) [15] и фотоакустичку микроскопију (РАМ) [16].

У овој тези ће се користити једна од метода фотоакустичке спектроскопије, тзв. трансмисиона конфигурација фотоакустике отворене ћелије за фреквентну анализу полупроводника осветљених модулисаним извором монохроматског зрачења из оптичког дела спектра.

4.4. Теорија композитног клипа

4.4.1. Термални клип

Подсетимо се (Поглавље 1), Розенцвајгово објашњење фотоакустичког ефекта у чврстим узорцима било је следеће: модулисана светлост се апсорбује, побуђујући градивне честице узорка. Нерадијативна релаксација честица доводи до претворања апсорбоване енергије у топлоту, повећавајући периодично температуру узорка, како на површинама тако и у запремини – узорак се периодично шири и скупља. То ширење и скупљање је изузетно мало, али се мале промене температуре дифузијом преносе и на танак слој гаса уз површину узорка. За исту промену температуре ширење и скупљање у гаса, тј. промена његовог притиска је много већа него у чврстом телу. Слој гаса се, због периодичног ширење и скупљања, понаша као клип који периодично гура остатак ваздуха до мембране микрофона, стварајући тако звучни талас који се детектује микрофоном. Зато је и овај механизам, који је први описао Розенцвајг [17-20], назива термалним клипом.

Звучни и електрични сигнали са микрофона су аналогни (слични) тј. амплитуда сигнала са микрофона пропорционална је амплитуди звучног таласа. Амплитуда звучног таласа је пропорционална променама температуре површине узорка. Промене температуре површине везане су за способност материјала узорка да преноси топлоту, и зато се анализом звука тј. фотоакустичких сигнала, могу добити термодифузиони параметри испитиваног узорка.

У математичком смислу настанак термалног клипа може се представити на следећи начин [20,21]. У ваздуху се, као и у чврстим телима, провођење топлоте описује дифузионом једначином (26.6). Због тога се код партикуларног решења (27.6) за ваздух узима само оно које описује кретање топлоте од узорка. Пошто је ваздух добар топлотни изолатор, топлота из узорка продире у ваздух само у непосредној близини нпр. задње

(неосветљене) површине узорка, па је динамичка температурна расподела $T_g(x, \omega)$ у ваздуху дата са:

$$T_g(x, \omega) = T_g(x, \omega) e^{-\sigma_{ig}(x-l)}. \quad (69)$$

Овде је $\sigma_{ig} = (1+i)/\mu_g$ комплексна термална дифузивност ваздуха, $\mu_g = \sqrt{D_g/(\pi f)}$ тзв. дужина термалне дифузије у ваздуху, а D_g је топлотна дифузивност ваздуха. Да би се израчунао звучни сигнал, претпоставља се да се само ваздух у слоју дебљине $2\pi\mu_g$ уз задњу површину узорка шири и скупља због промене температуре узорка, и да то доводи до промене притиска у остатку ваздуха у ћелији по адијабатском закону $pV^\gamma = const.$ (температура ваздуха у колони се не мења, и једнака је температури околине T_0).

Средња температура ваздуха $\langle T_g(x, \omega) \rangle$ у слоју дебљине $2\pi\mu_g$ рачуна се као:

$$\langle T_g(x, \omega) \rangle = \frac{1}{2\pi\mu_g} \int_l^{2\pi\mu_g+l} T_g(x, \omega) dx. \quad (70)$$

Заменом $T_g(x, \omega)$ из једначине (69) у једначину (70) и решавањем одређеног интеграла добија се, да је:

$$\langle T_g(x, \omega) \rangle = \frac{1}{2\pi\mu_g} \frac{1}{\sigma_{ig}} T_g(l, \omega) = \frac{1}{2\sqrt{2}\pi} T_s(l, \omega) e^{-i\frac{\pi}{4}}, \quad (71)$$

уз апроксимацију да је $e^{-2\pi} \ll 1$ и претпоставку да су температуре узорка на задњој страни $T_s(l, \omega)$ и слоја ваздуха $T_g(l, \omega)$ непосредно у додиру са узорком једнаке ($T_g(l, \omega) = T_s(l, \omega)$). Ова промена температуре доводи до периодичне промене дебљине ваздушног слоја за $\delta x(\omega)$:

$$\delta x(\omega) = 2\pi\mu_g \frac{\langle T_g(x, \omega) \rangle}{T_0} = \frac{\mu_g}{\sqrt{2}T_0} T_s(l, \omega) e^{-i\frac{\pi}{4}}. \quad (72)$$

Уколико се претпостави да је танак ваздушни слој уз узорак део ваздушне колоне која се простире од узорка до неког детектора, периодична промена дебљине $\delta x(\omega)$ може се посматрати као термални клип који гура остатак ваздуха у ваздушној колони. Ако за остатак ваздуха у колони важи претпоставка $pV^\gamma = const$, (ширење и сабијање је адијабатско), може се написати да је периодична промена притиска $\delta p(\omega)$ у ваздушној колони дужине l_c (1D случај) настала као последица „гурања“ термалног клипа [21-24]:

$$\delta p(\omega) = \frac{\gamma P_0}{V_0} \delta V = \frac{\gamma P_0}{l_c} \delta x(\omega), \quad (73)$$

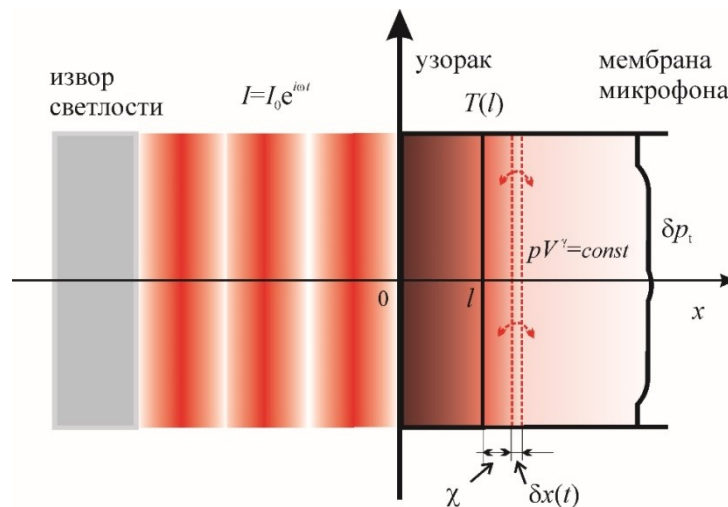
тј.

$$\delta p(\omega) = \frac{\gamma P_0}{l_c} \frac{\mu_g}{\sqrt{2T_0}} T_s(l, \omega) e^{-\frac{\pi}{4}}, \quad (74)$$

или

$$\delta p(\omega) = \frac{\gamma P_0}{\sigma_{ig} l_c} \frac{T_s(l, \omega)}{T_0}. \quad (75)$$

Очигледно је $\delta p(\omega) \sim T_s(l, \omega)$, тј. звук преко температуре узорка, носи информације о самом узорку. Ова промена притиска се у фотоакустици обично детектује микрофоном као акустички сигнал. На слици 13 [24] дат је визуелни приказ настанка звука због дејства термалног клипа.



Слика 13. Термални клип [24].

Због настанка и директне везе акустичког сигнала са динамичком компонентом температуре задње стране узорка, сигнал дефинисан једначином (75) назива се термодифузионим фотоакустичким сигналом $\delta p = \delta p_{\text{TD}}$. Најједноставнији аналитички облик $\delta p_{\text{TD}}(f)$ ($f = 2\pi / \omega$ је фреквенција модулације светлосног извора) може се добити заменом једначине (33), за $x = l$, у једначину (75), тако да је [22-24]:

$$\delta p_{\text{TD}}(f) = \frac{I_0 \gamma p_0 \sqrt{D_g D_T}}{2\pi l_c T_0 k f \sinh(\sigma l)} e^{-i\frac{\pi}{4}}. \quad (76)$$

где је I_0 амплитуда интензитета зрачења а γ је експонент адијабате ваздуха. Дужина ваздушне колоне l_c је често једнака дужини експерименталне ћелије тј. удаљености узорка од детектора.

Пошто се фотоакустички сигнал као комплексан број може представити у облику

$$\delta p(f) = A(f) e^{-i\phi(f)}, \quad (77)$$

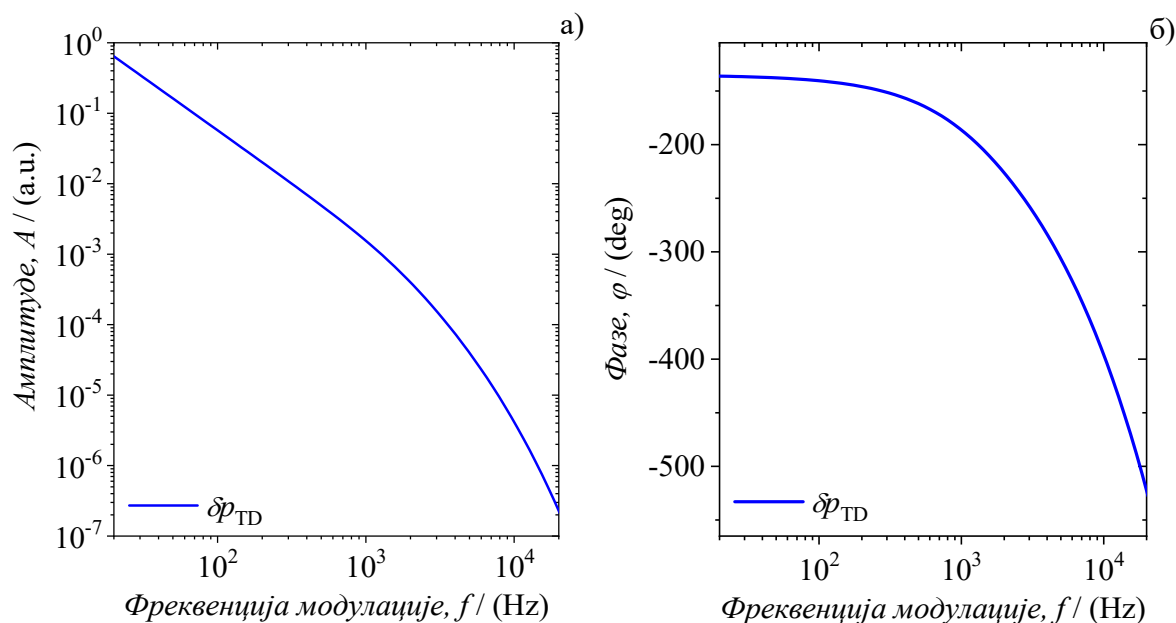
апсолутна вредност - амплитуда A комплексног броја δp_{TD} може се написати у облику:

$$A(f) = |\delta p_{\text{TD}}(f)| = \frac{a}{f \sqrt{\cosh(b\sqrt{f}) - \cos(b\sqrt{f})}}, \quad (78)$$

где је $a = \frac{I_0 \gamma p_0 \sqrt{D_T D_g}}{2\pi l_c T_0 k}$ и $b = 2l \sqrt{\frac{\pi}{D_T}}$. Фаза ϕ комплексног броја δp_{TD} може се написати у облику:

$$\phi(f) = -\arctan \frac{\tan\left(l\sqrt{f} \sqrt{\frac{\pi}{D_T}}\right)}{\tanh\left(l\sqrt{f} \sqrt{\frac{\pi}{D_T}}\right)} - \frac{\pi}{2}. \quad (79)$$

Зависности $A = A(f)$ и $\varphi = \varphi(f)$ добијене на основу једначина (75-79) приказани су на слици 14. Фреквенце модулације се у оквирима фотоакустичке спектроскопије крећу у опсегу од 20 Hz до 20 kHz. Пошто се врше мерења амплитуде и фазе у фреквентном домену, логичан избор инструмента који служи за таква мерења је тзв. lock-in појачавач.



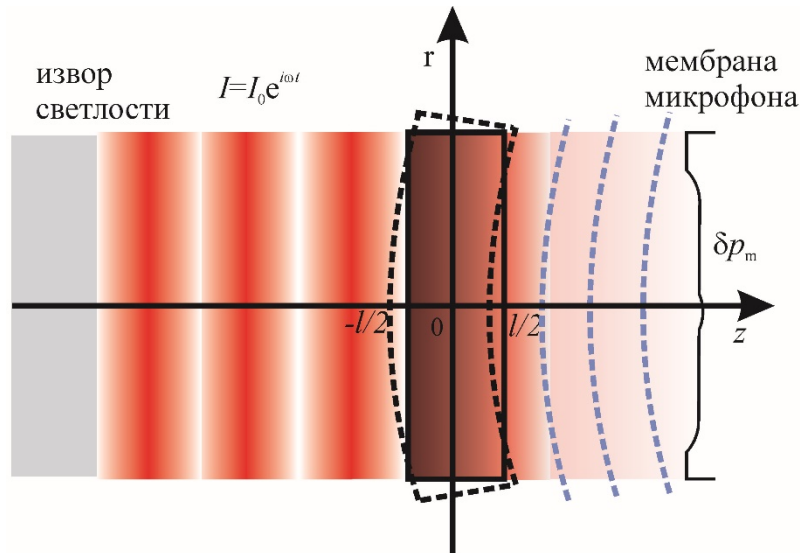
Слика 14. а) Амплитуде A и б) фазе φ термодифузионог фотоакустичког сигнала добијене једначинама (75-79) у функцији фреквенције модулације f , са произвољно узетим параметрима.

4.4.2. Механички клип

Још у уводном делу ове тезе (Поглавље 1) речено је да су увођењем теорије композитног клипа Мек Доналд и Ветсел показали да се звук који бележи микрофон, тј. фотоакустички сигнал, састоји од две компоненте: термодифузионе (термални клип) и термоеластичне (механички клип) [25-28]. У претходном поглављу описан је настанак термалног клипа. У овом ће бити дат кратак осврт на теорију настанка механичког клипа. У најкраћем, загревање узорка са једне стране доводи до транспорта топлоте у њему и настанка неједнаке температурне расподеле – температура на предњој страни узорка је различита од температуре на његовој задњој страни. Различите температуре доводе до различитог ширења узорка што доводи до његовог савијања. Уколико до загревања узорка долази осветљавањем модулисаним извором, савијање ће такође бити периодично. Периодично савијање доводи до периодичног скупљања и ширења слоја ваздуха у близини нпр. задње

неосветљене стране узорка мењајући му тако притисак. Периодично ширење и скупљање танког слоја ваздуха као клип преноси ширења на ваздух у ваздушној колони иза узорка, преносећи промене притиска (звук) у колони до детектора. Зато се описани механизам настанка звука савијањем узорка назива механизмом механичког клипа.

У математичком смислу настанак термалног клипа савијањем узорка може се представити на следећи начин. У оквиру теорије термоеластичног савијања Боли и Винер [28] извели су једначине које описују термоеластично савијање загрејане плочице једнаке дебљине. Русе, Лепут и Бертран [29] су прилагодили њихове једначине кружним плочицама које су подвргнуте површинском загревању. Због цилиндричне симетрије кружне плочице комплетна анализа је урађена у цилиндричним координатама тако да је $z \parallel x$ а $r \parallel y$. Суштина њихове анализе је у следећем.



Слика 15. Механички клип [24]

Уколико се кружна плочица (слика 15) осветли са једне стране, доћи ће до њеног загревања и провођења топлоте успостављањем различитих температура на предњој (осветљеној) и задњој (неосветљеној) површини. Због тога долази до неједнаког ширења плочице што доводи до њеног савијања. Савијање је еластично уколико су разлике температура мале. Престанком осветљавања узорак се исправља тј. враћа у почетно стање. Током савијања долази до померања средине и крајева узорка дефинисаних међусобно повезаним померајима U_r и U_z дуж одговарајућих оса r и z (слика 15 [24]). Нас интересују U_z помераји дуж z -осе јер они делују на ваздушну колону иза узорка, исту ону коју смо посматрали анализирајући настанак термалног клипа. Због тога је неопходно наћи везу

између U_r и U_z . Теоријском анализом повезаности релативне деформације и помераја кружне плочице, уз примену апроксимације раванског напона (plane stress approximation), могу се наћи те везе, које дају помераје [29]:

$$U_r(r, z) = r\alpha_T \left(\frac{12M_T}{l^2} z + \frac{N_T}{l} \right), \quad (80)$$

и

$$U_z(r, z) = \alpha_T \left\{ \frac{6(R^2 - r^2)}{l^2} M_T + \frac{1+\nu}{1-\nu} \int_{l/2}^z T_s dz - \frac{\nu}{1-\nu} \left[\frac{12M_T}{l^2} \left(z^2 - \frac{l^2}{4} \right) + \frac{2N_T}{l} \left(z - \frac{l}{2} \right) \right] \right\}, \quad (81)$$

где је:

$$M_T = \int_{-l/2}^{l/2} z T_s(z, \omega) dz \quad \text{и} \quad N_T = \int_{-l/2}^{l/2} T_s(z, \omega) dz, \quad (82)$$

M_T температурни момент дуж z -осе, и N_T средња промена температуре у плочици, l дебљина плочице, R њен полупречник, и α_T коефицијент термалног ширења материјала плочице. Померај на задњој (неосветљеној) страни узорка ($z = l$) је:

$$U_z(r, l) = \alpha_T \frac{6(R^2 - r^2)}{l^2} M_T, \quad (83)$$

док је померај на предњој (осветљеној) страни ($z = 0$):

$$U_z(r, 0) = \alpha_T \left[\frac{6(R^2 - r^2)}{l^2} M_T + N_T \right]. \quad (84)$$

Ако се претпостави да је плочица ослоњена задњим крајем, разлика између $U_z(r, l)$ и $U_z(r, 0)$ постоји због додатног помераја предњег краја услед запреминског ширења $\alpha_T N_T$.

Оба помераја $U_z(r, l)$ и $U_z(r, 0)$ описују параболични термоеластични померај читаве кружне плочице тј. њено савијање. Термоеластично савијање је периодично

(зависи од $T_s(z, \omega)$) и као такво периодично сабија мали слој ваздуха иза узорка мењајући му дебљину (запремину). Променама дебљине мали слоја гаса као клип „гура“ остатак ваздуха у ваздушној колони. Због начина на који је настао, овај клип називамо термоеластичним механичким клипом. Ако за ваздух у колони важи, као и у случају термалног клипа, претпоставка да је $pV^\gamma = const$, (адијабатско ширење и сабијање), може се написати да је периодична промена притиска $\delta p(f)$ у ваздушној колони ($f = 2\pi / \omega$ је фреквенција модулације светлосног извора) тзв. термоеластични фотоакустички сигнал $\delta p(f) = \delta p_{TE}(f)$ настао као последица „гурања“ термоеластичног механичког клипа (1D случај) [29,30]:

$$\delta p_{TE}(f) = \frac{\gamma P_0}{V_0} \delta V = \frac{\gamma P_0}{V_0} \int_0^R 2\pi r U_z(r, l) dr, \quad (85)$$

или

$$\delta p_{TE}(f) = \alpha_T \frac{\gamma P_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} M_T, \quad (86)$$

тј.

$$\delta p_{TE}(f) = \alpha_T \frac{\gamma P_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} \int_{-l/2}^{l/2} z T_s(z, \omega) dz. \quad (87)$$

Када се вредност M_T израчуна помоћу једначине (82), за расподелу температуре $T_s(l, \omega)$ дату једначином (33) (површинска апсорпција без фотогенерисаних носилаца), добија се да је:

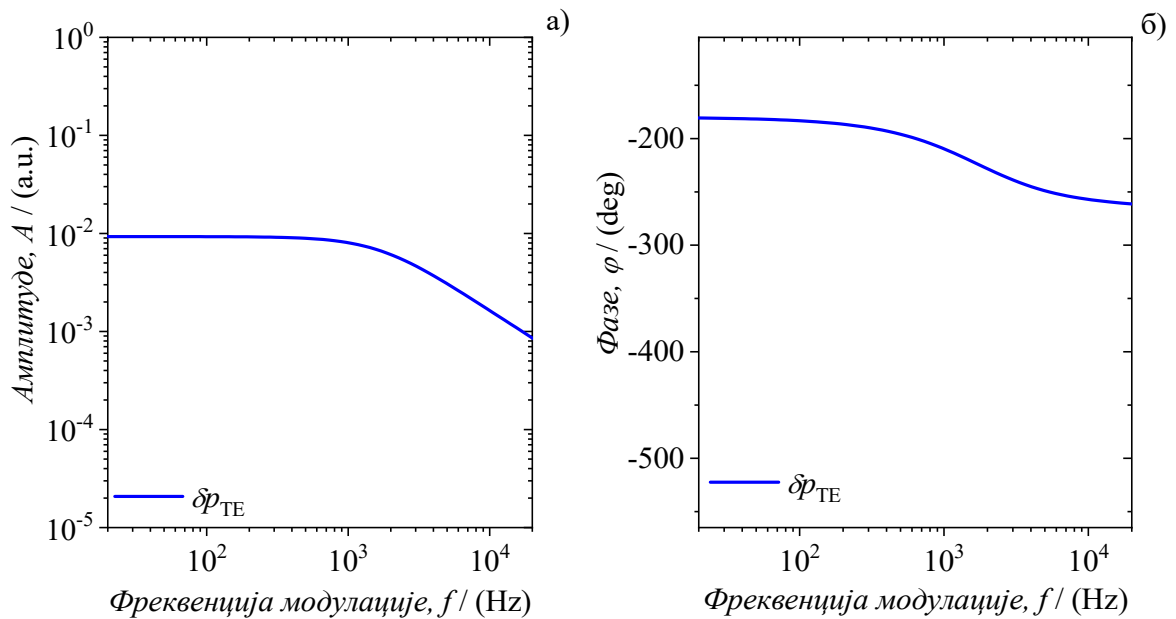
$$U_z(r, l) = \frac{3\alpha(R^2 - r^2)I_0}{k\sigma_i^3 l^3} \cdot \left[\frac{\cosh(\sigma_i l) - \frac{\sigma_i l}{2} \sinh(\sigma_i l) - 1}{\sinh(\sigma_i l)} \right]. \quad (88)$$

па је најједноставнији аналитички облик $\delta p_{TE}(f)$ (тзв. површински апсорбери без фотогенерисаних носилаца), на основу формуле (87) [30]:

$$\delta p_{\text{TE}}(f) = \alpha_T \cdot \frac{3\pi p_0 I_0 \gamma}{V_0 k \sigma_i^3} \cdot \frac{R^4}{l^3} \cdot \left[\tanh\left(\frac{\sigma_i l}{2}\right) - \frac{\sigma_i l}{2} \right], \quad (89)$$

где је V_0 запремина, p_0 притисак ваздуха у ћелији, α_T коефицијент линеарног термалног ширења (1D случај), I_0 амплитуда интензитета модулисаног зрачења а γ експонент адијабате (ваздуха).

Видимо да се коришћењем једначине (89) могу израчунати неки механички параметри узорка, као што су α_T , R и l . Врло је битно разумети да ефекат савијања зависи првенствено од разлика температура на предњој и задњој страни узорка. Поред врсте супстанце тј. α , та разлика доста зависи и од дебљине узорка l и од површине која се осветљава, тј. од R . Та зависност није линеарна, а треба имати у виду да је допринос дебљине по закону l^3 а полупречника узорка R^4 .



Слика 16. Амплитуде A и фазе φ термоеластичног фотоакустичког сигнала у функцији фреквенције модулације f , израчунате помоћу једначине (89).

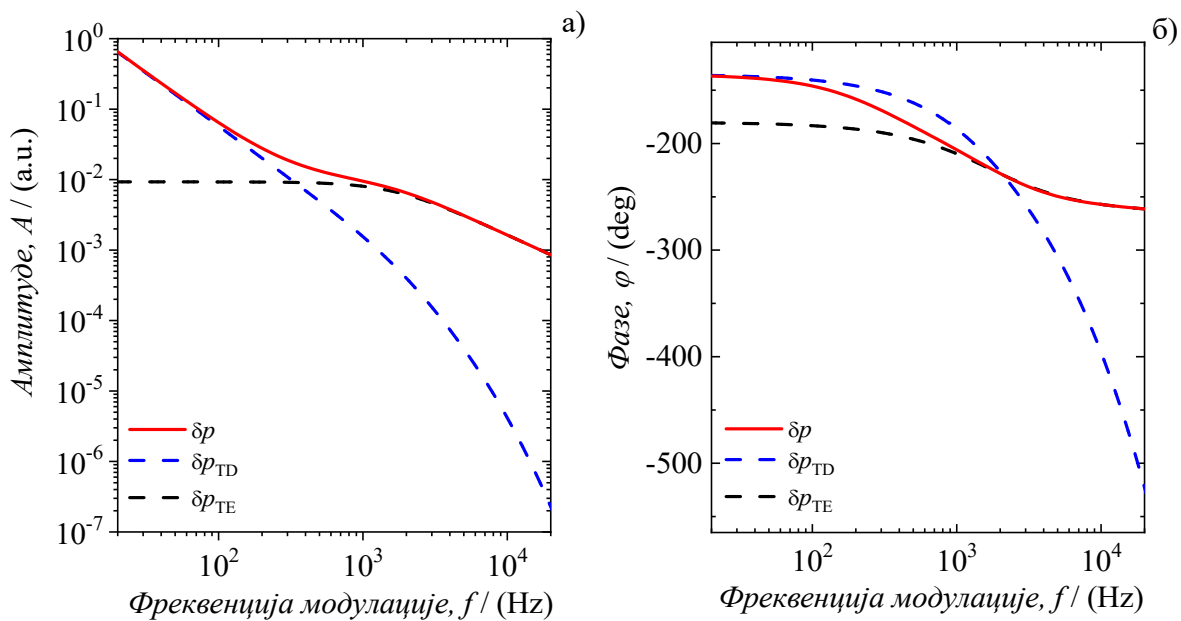
Зависности $A = A(f)$ и $\varphi = \varphi(f)$ сигнала $\delta p_{\text{TE}}(f)$ добијених на основу једначине (89) приказани су на слици 16. Параметар α_T је константа која одређује ниво сигнала и значајна је за добијање односа $\delta p_{\text{TD}}(f)$ и $\delta p_{\text{TE}}(f)$.

4.4.3. Композитни клип

На основу претходне анализе јасно је да се у узорку осветљеном модулисаном светлошћу јављају две врсте звука насталих дејством топлотног – $\delta p_{TD}(f)$ и механичког – $\delta p_{TE}(f)$ термоеластичног клипа. Зато се укупан звучни тј. укупан фотоакустички сигнал $\delta p_{tot}(f)$ који се детектује микрофоном може представити једноставном линеарном комбинацијом $\delta p_{TD}(f)$ и $\delta p_{TE}(f)$ (једначине (75) и (87)):

$$\delta p_{tot}(f) = \delta p_{TD}(f) + \delta p_{TE}(f), \quad (90)$$

чије су амплитуде A и фазе φ као функција фреквенције модулације f приказане на слици 15.



Слика 17. Амплитуде A и фазе φ укупног (црвена линија), термодифузионог (испрекидана плава) и термоеластичног (испрекидана зелена) фотоакустичког сигнала у функцији фреквенције модулације f , израчунате помоћу једначине (90).

Једначина (90) важи за све материјале од којих су сачињени чврсти узорци без обзира на њихову форму, облик или структуру. Пошто је ова једначина настала композицијом (сједињавањем) топлотног и механичког клипа, она представља основну једначину теорије композитног клипа коју су развили Мек Доналд и Ветсел крајем осамдесетих година прошлога века [26,27]. У следећем поглављу видеће се да у оквирима

еластичног савијања осим термалних постоје још неки утицаји који могу довести до савијања узорка.

Облик фреквентне зависности амплитуда и фаза $\delta p(f)$ у општем случају зависи од односа $\delta p_{\text{TD}}(f)$ и $\delta p_{\text{TE}}(f)$ (слика 17). Тај однос је другачији за различите супстанце, а у оквиру исте супстанце другачији је за различите дебљине и различиту структуру. Због тога се анализа $\delta p(f)$ може употребити као поуздана, недеструктивна метода карактеризације свих врста материјала.

4.4.4. Утицај фотогенерисаних носилаца на композитни клип

Као што је речено у уводном делу, крајем деведесетих година прошлог века, проф. Тодоровић и академик Николић [30-32] указали су на врло важну чињеницу да фотогенерисани носиоци у полупроводницима изазивају вишеструке ефекте. Ти ефекти зависе од тога да ли те носиоце посматрамо само као носиоце топлоте, или носиоце наелектрисања. Ако их посматрамо као носиоце топлоте онда они мењају температурну расподелу у полупроводнику у односу на загревање под истим условима без генерације носилаца. Они то чине тако што својим кретањем апсорбовану енергију светлости преносе у унутрашњост и на другу страну узорка, рекомбинујући се далеко од места апсорпције. Променама температурних расподела мењају се температуре на површинама полупроводника. На тај начин носиоци „термално“ утичу на промену термалног и механичког клипа, тј. промену $\delta p_{\text{TD}}(f)$ и $\delta p_{\text{TE}}(f)$ компоненти описаних формално истим једначинама [31-33]:

$$\delta p_{\text{TD}}(\omega) = \frac{\gamma p_0}{\sigma_{\text{ig}} l_c} \frac{T_s(l, \omega)}{T_0}, \quad (91)$$

и

$$\delta p_{\text{TE}}(f) = \alpha_T \frac{\gamma p_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} \int_{-l/2}^{l/2} x T_s(x, \omega) dx, \quad (92)$$

али сада са температуром на задњој страни $T_s(l, \omega)$ и температурном расподелаом дуж x -осе $T_s(x, \omega)$ дефинисаним једначином (67). Коришћењем $T_s(l, \omega)$ и $T_s(x, \omega)$ указујемо да нам је почетна претпоставка постојање периодичног стварања фотогенерисаних носилаца

изазваног модулисаним извором осветљавања, који мењају температурну слику у полупроводнику.

Нетермални утицај фотогенерисаних носилаца је онај који они имају на фотоакустички сигнал ако их посматрамо као носиоце наелектрисања. Тог ефекта нема у термалном, али га има у механичком клипу. Другим речима, постоји „нетермално“ савијање полупроводничких узорка као директна последица настанка градијента концентрације носилаца. Појавом фотогенерисаних носилаца у полупроводнику долази до њихове интеракције са кристалном решетком, што доводи до механичког стреса тј. контракције узорка. Интеракције су интензивније на местима веће, а мање интензивне на местима мање концентрације. Неједнаке интеракције изазивају неједнаке контракције у узорку на његовим различитим странама: узорак се савија. Такво савијање је најчешће еластично и због природе настанка назива се плазмаеластичним савијањем. У даљњем разматрању претпоставићемо да је плазмаеластично савијање периодично (периодичне промене $\delta n_p(x, \omega)$). Термин „плазма“ искоришћен је да укаже на фотогенерисане носиоце као узрочнике савијања, који имају неке од главних особина плазме: јављају се као огроман број наелектрисаних честица са својством квазинеутралности (исти број позитивних и негативних наелектрисања). Током плазмаеластичног савијања, као и у случају термалних ефеката, долази до померања средине и крајева узорка дефинисаних међусобно повезаним померајима U_{re} и U_{ze} дуж одговарајућих оса r и z (слика 12). У описивању ових помераја и савијања узорка можемо у потпуности искористити теорију термалног клипа. Поступак добијања помераја $U_{ze}(r, z)$ дуж z -осе је идентичан, само што се уместо $T_s(l, \omega)$ (једначина (67)) узме $\delta n_p(x, \omega)$ (једначина ()), а уместо α_T се узима тзв. коефицијент електронске деформације d_e . Коефицијент d_e дефинише колику контракцију узорка можемо очекивати у зависности од природе полупроводника. Вредности d_e су негативне, а то значи да је савијање супротно од термалног савијања. Уз све поменуте промене, померај на задњој (неосветљеној) страни узорка ($z = l$), услед дејства носилаца је

$$U_{ze}(r, l) = d_e \frac{6(R^2 - r^2)}{l^2} M_e, \quad (93)$$

где је M_e момент носилаца дат са

$$M_e = \int_{-l/2}^{l/2} z n_p(z, \omega) dz. \quad (94)$$

Ако претпоставимо да се померај на предњој (осветљеној) страни ($z = 0$) описује истом једначином

$$U_{ze}(r, 0) = d_e \left[\frac{6(R^2 - r^2)}{l^2} M_e + N_e \right], \quad (95)$$

где је N_e средња промена концентрације носилаца у узорку

$$N_e = \int_{-l/2}^{l/2} n_p(z, \omega) dz. \quad (96)$$

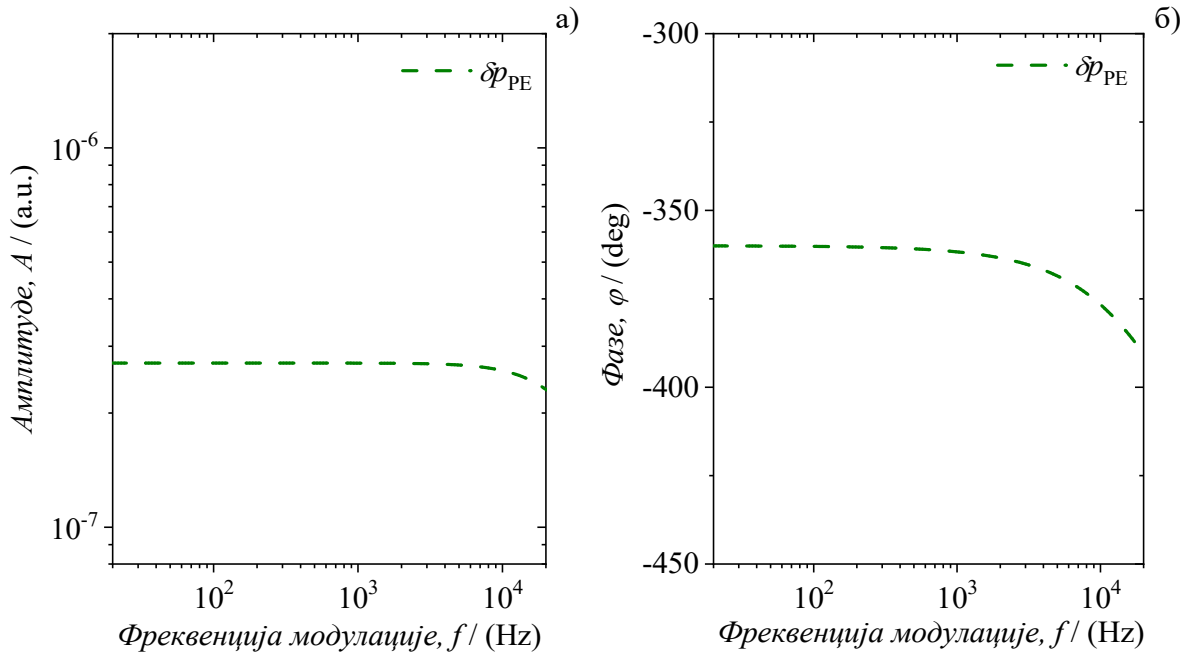
Оба помераја $U_{ze}(r, l)$ и $U_{ze}(r, 0)$ описују параболични плазмаеластични померај читаве кружне плочице тј. њено савијање. Плазмаеластично савијање је периодично (зависи од $n_p(x, \omega)$) и периодично сабија мали слој ваздуха иза узорка мењајући му дебљину (запремину), на исти начин као и у случају термоеластичног савијања. Променама дебљине малог слоја гаса као клип „гура“ остатак ваздуха у ваздушној колони. Због начина на који је настао, овај клип називамо плазмаеластичним механичким клипом. Уз претпоставку да је ширење и сабијање ваздуха у ваздушној колони адијабатско ($pV^\gamma = const$), може се написати да је периодична промена притиска $\delta p(f)$ у ваздушној колони ($f = 2\pi / \omega$ је фреквенција модулације светлосног извора) тзв. плазмаеластични фотоакустички сигнал $\delta p(f) = \delta p_{PE}(f)$ настао као последица „гурања“ плазмаеластичног механичког клипа (1D случај):

$$\delta p_{PE}(f) = \frac{\gamma P_0}{V_0} \delta V = \frac{\gamma P_0}{V_0} \int_0^R 2\pi r U_{ze}(r, l) dr. \quad (97)$$

што решавањем по r и преласком на x -осу даје [31-33]:

$$\delta p_{\text{PE}}(f) = d_e \frac{\gamma P_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} \int_{-l/2}^{l/2} x n_p(x, \omega) dx. \quad (98)$$

Зависности $A = A(f)$ и $\varphi = \varphi(f)$ сигнала $\delta p_{\text{PE}}(f)$ добијених на основу једначине (98) приказани су на слици 18. Параметар α је константа која одређује ниво сигнала, и значајна је за добијање односа $\delta p_{\text{TD}}(f)$ и $\delta p_{\text{TE}}(f)$.

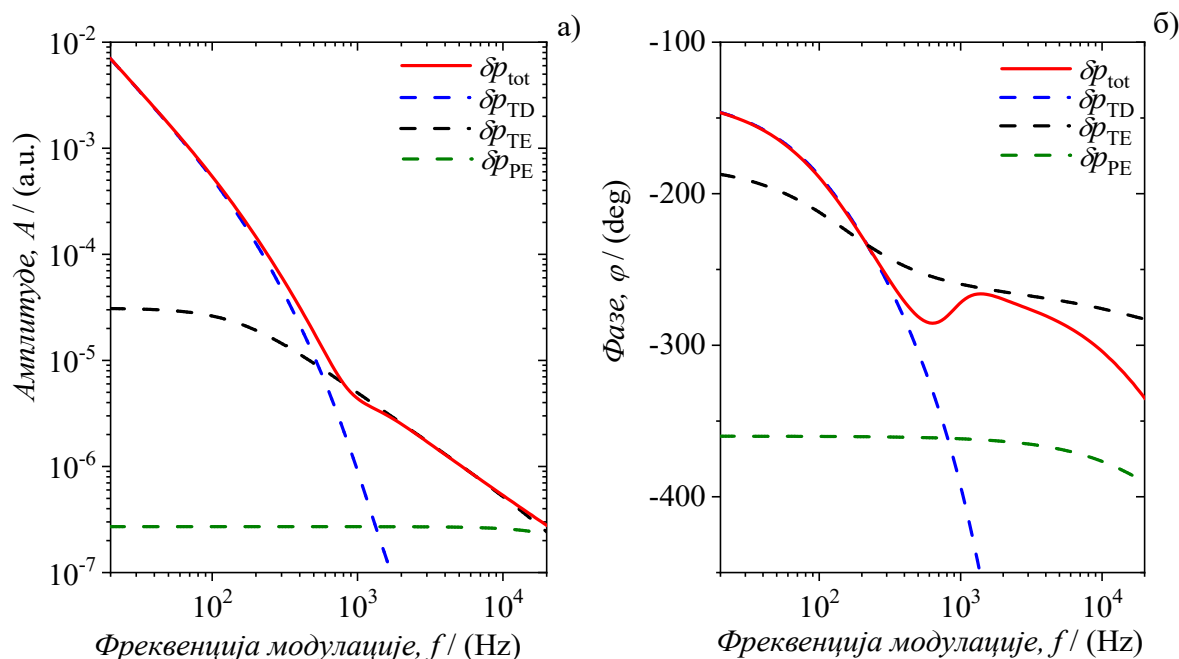


Слика 18. а) Амплитуде A и б) фазе φ плазмаеластичне компоненте сигнала $\delta p_{\text{PE}}(f)$ у функцији фреквенције модулације f , израчунат помоћу једначине (98).

На основу претходне анализе јасно је да се у полупроводничким узорцима осветљеном модулисаном светлошћу јављају три врсте звука насталих дејством једног топлотног и два механичка клипа: термоеластичног и плазмаеластичног (проширени композитни клип). Зато се укупан фотоакустички сигнал $\delta p_{\text{tot}}(f)$ који се детектује микрофоном у случају полупроводника представља једноставном линеарном комбинацијом $\delta p_{\text{TD}}(f)$ (једначина (94)), $\delta p_{\text{TE}}(f)$ (једначина (95)) и $\delta p_{\text{PE}}(f)$ (једначина (98)) као [31-33]:

$$\delta p_{\text{tot}}(f) = \delta p_{\text{TD}}(f) + \delta p_{\text{TE}}(f) + \delta p_{\text{PE}}(f). \quad (99)$$

Амплитуде A и фазе φ $\delta p_{\text{tot}}(f)$, $\delta p_{\text{TD}}(f)$, $\delta p_{\text{TE}}(f)$ и $\delta p_{\text{PE}}(f)$, као функција фреквенције модулације f , приказане на слици 19.



Слика 19. а) Амплитуде A и б) фазе φ укупног фотоакустичког сигнала (пуна линија) са одговарајућим компонентама (испрекидане линије) у функцији фреквенције модулације f , рачунате помоћу једначина (91-99).

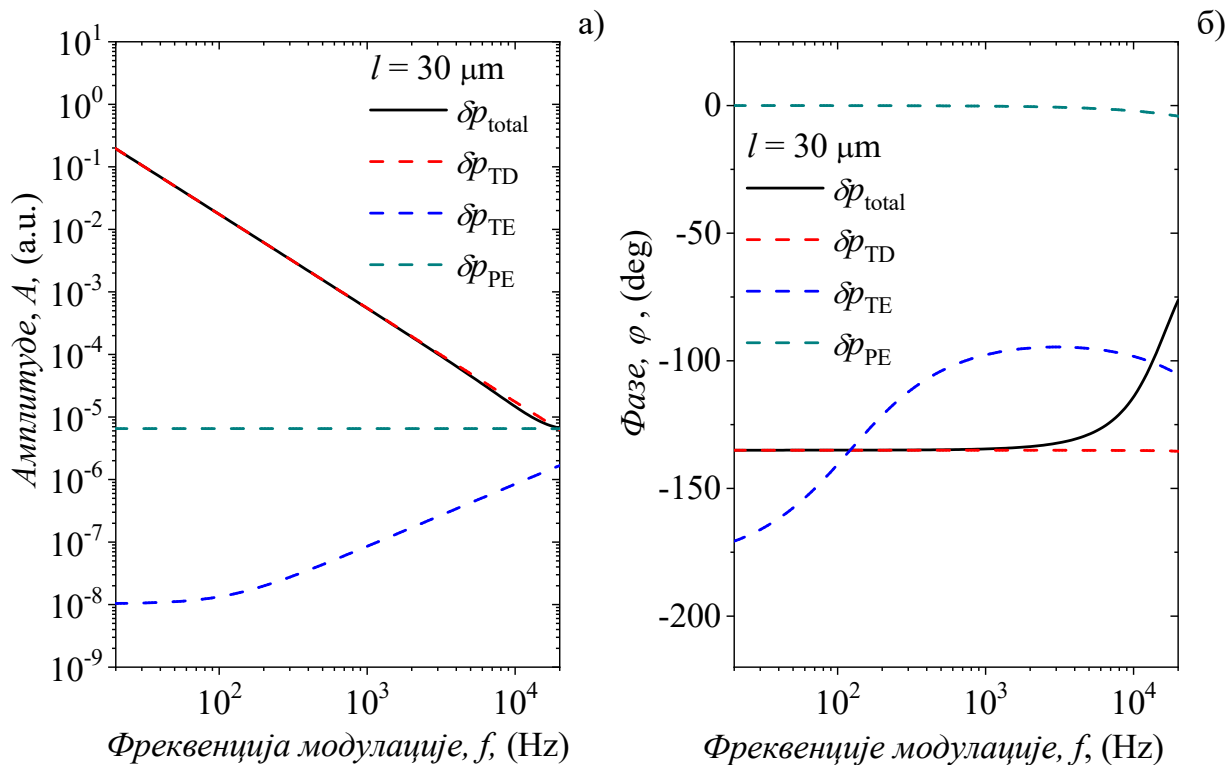
4.5. Карактеризација полупроводника

Уобичајно се под речју карактеризација подразумева описивање битних особина нечега. Када се та реч користи у науци о материјалима, она се односи на тачно утврђене поступке анализе којима се структура и најбитнија својства материјала тестирају и мере. Карактеризација служи да би у научном смислу разумели понашање материјала под различитим условима, што је сазнање врло битно у свим областима, а поготово у техничким наукама. Карактеризација подразумева првенствено микро и макро анализу структуре материјала користећи: микроскопске методе (оптичка, електронска,...), различите методе за испитивање механичких (савитљивост, кртост, отпорност,...) и термалних (топлотна проводљивост, специфична топлота,...) особина и методе за прорачун густине (промена индекса преламања,...).

У фотоакустици се карактеризација материјала, поготово полупроводника, односи на анализу његових структурних и термалних (дифузивност, проводљивост, специфичну топлоту), механичких (савитљивост, флексибилност) и оптичких (ефикасност апсорпције) особина. Анализа се базира на добропознатим теоријским моделима (композитни клип) и

различитим методама и техникама детекције звука (минимална ћелија, отворена ћелија, трансмисиона конфигурација, итд.).

Суштина карактеризације полупроводника фотоакустиком састоји се у следећем. Прво, фитовањем експерименталних података (амплитуда и фаза микрофонског тј. фотоакустичког сигнала) у домену фреквенција модулације добијају се сви физички параметри које укључује теоријски модел, и крива $\delta p_{\text{tot}}(f)$ укупног сигнала у читавом фреквентном домену од 20 Hz до 20 kHz. Након тога добијени параметри и теоријски модел користе се за приказ свих компонената фотоакустичког сигнала ($\delta p_{\text{TD}}(f)$, $\delta p_{\text{TE}}(f)$ и $\delta p_{\text{PE}}(f)$) на истом графику. На тај начин добија се информација у којој фреквентној области доминира који ефекат (топлотни клип, механички клип термоеластичног савијања, механички клип плазмаеластичног савијања), и које физичке процесе можемо директно посматрати фотоакустиком (фотогенерација и транспорт носилаца, апсорпција и транспорт енергије, итд.).

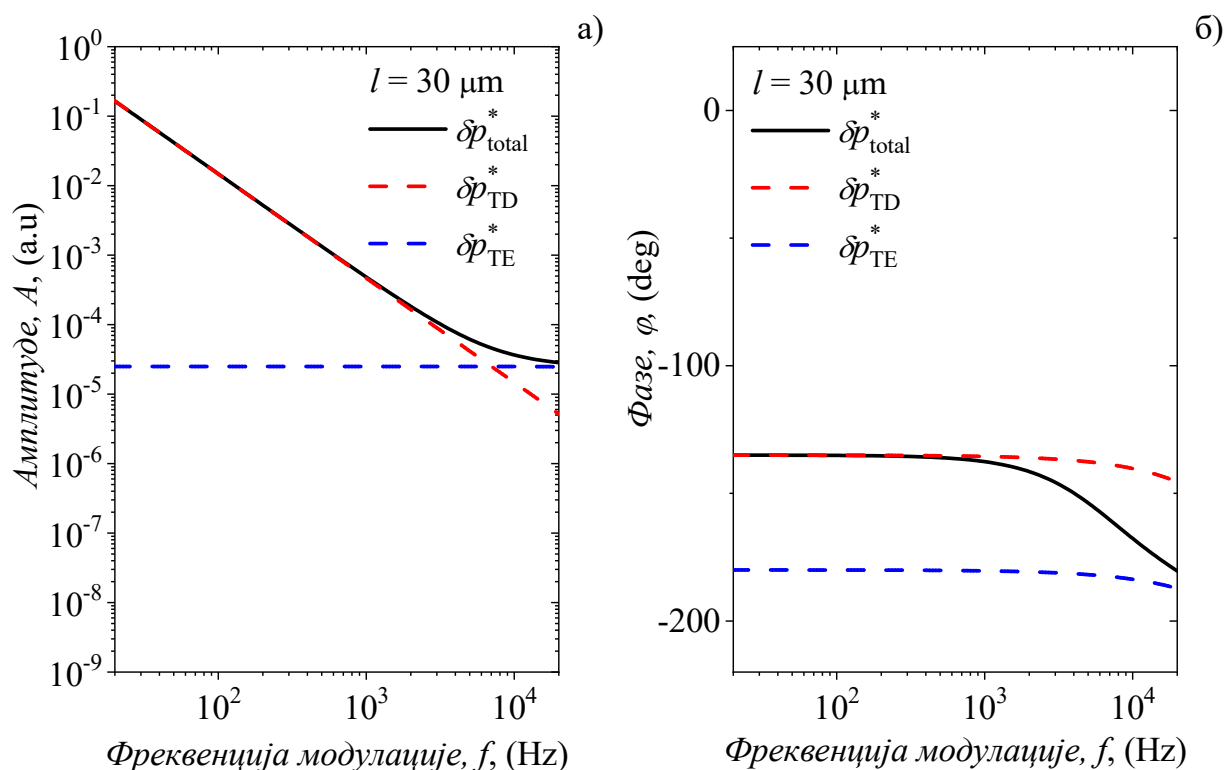


Слика 20. Резултати добијања а) амплитуда A и б) фаза ϕ укупног сигнала δp_{total} и његових компоненти δp_{TD} , δp_{TE} и δp_{PE} у функцији фреквенција модулације f .

На сликама 20 и 21 је дат пример карактеризације силицијума у случајевима када постоји генерација носилаца (без звездица) и када је генерација једнака нули (са

звездицама). На основу разлика у амплитуди и фази фотоакустичког одзива (сигнала) у ова два случаја може се одредити, и квалитативно и квантитативно, степен утицаја фотогенерисаних носилаца на термалне и механичке особине силицијума.

Са ових слика је јасно да се разлике у фазама јасно виде јер користимо log-lin скалу променљивих, која нам даје могућност да разлике уочимо и визуелно. Међутим, разлике у амплитудама нису за све компоненте сигнала увек јасно уочљиве јер се, због промене амплитуде од неколико редова величина, користи log-log скала. Због тога је згодно користити неке од метода нормализације сигнала како би се разлике јасније виделе.



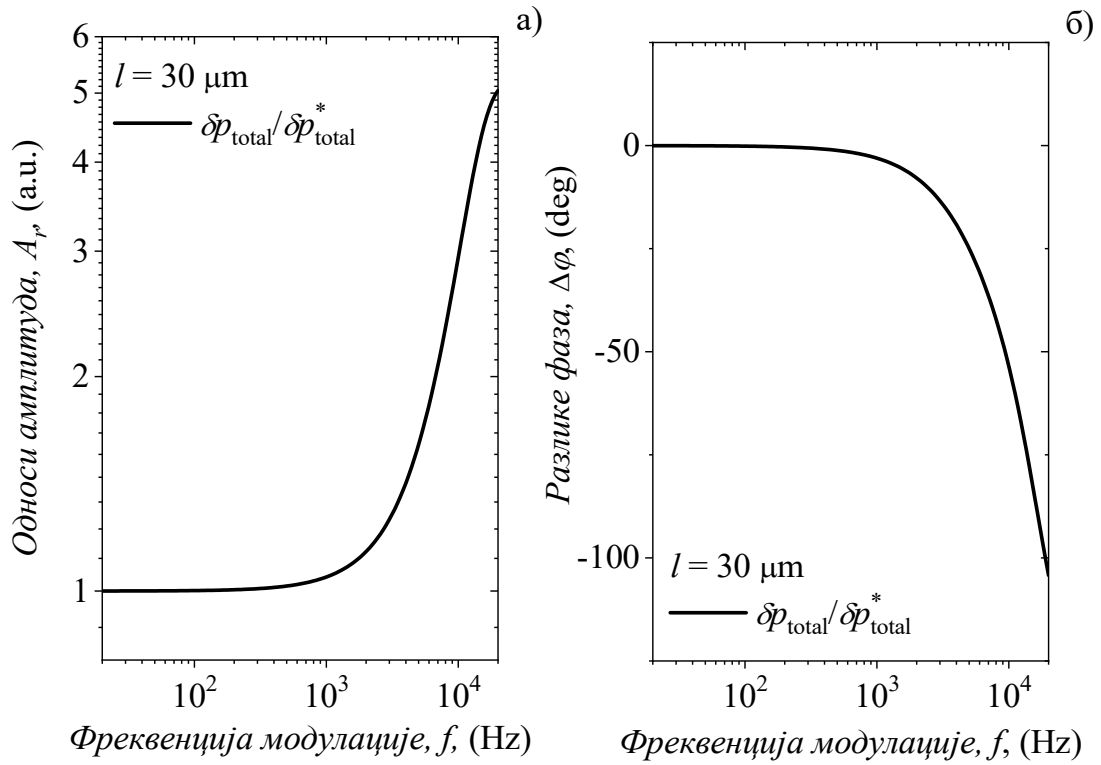
Слика 21. Резултати добијања а) амплитуда A и б) фаза φ укупног сигнала $\delta p_{\text{total}}^*$ и његових компоненти δp_{TD}^* и δp_{TE}^* у функцији фреквенција модулације f .

За нормализацију сигнала посматрају се (слике 22-24) односи амплитуда

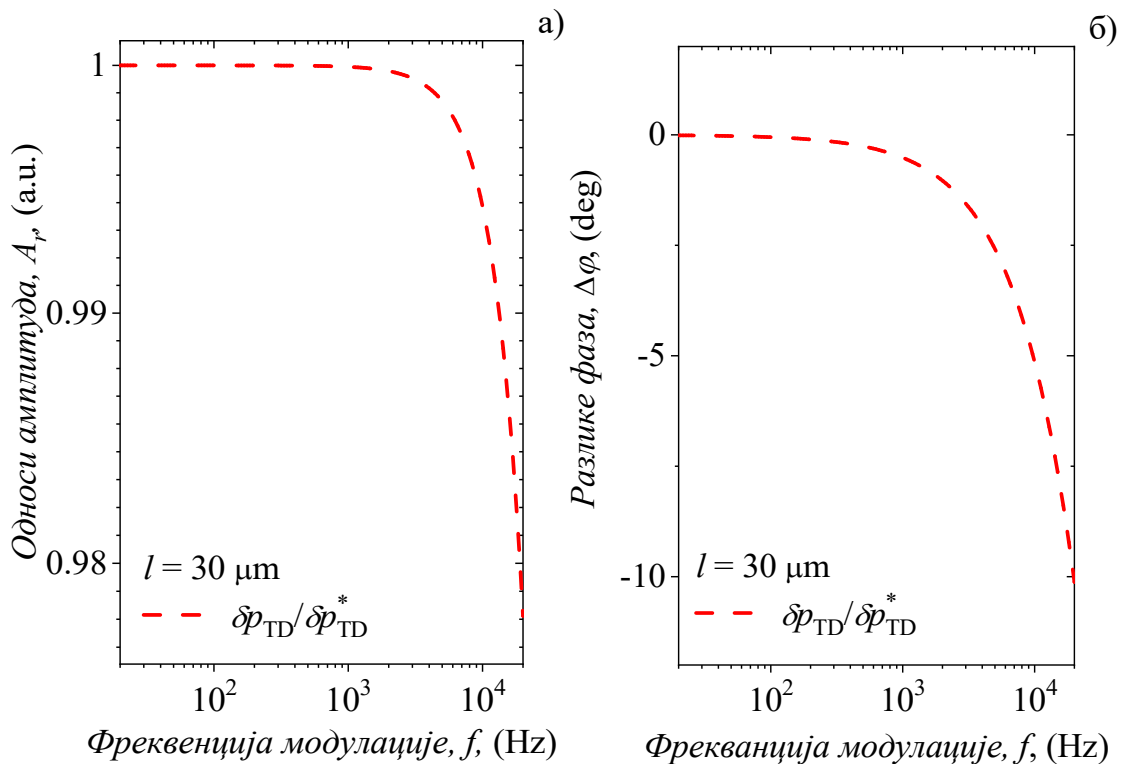
$$A_r(f) = A(f) / A^*(f), \quad (100)$$

и разлике фаза

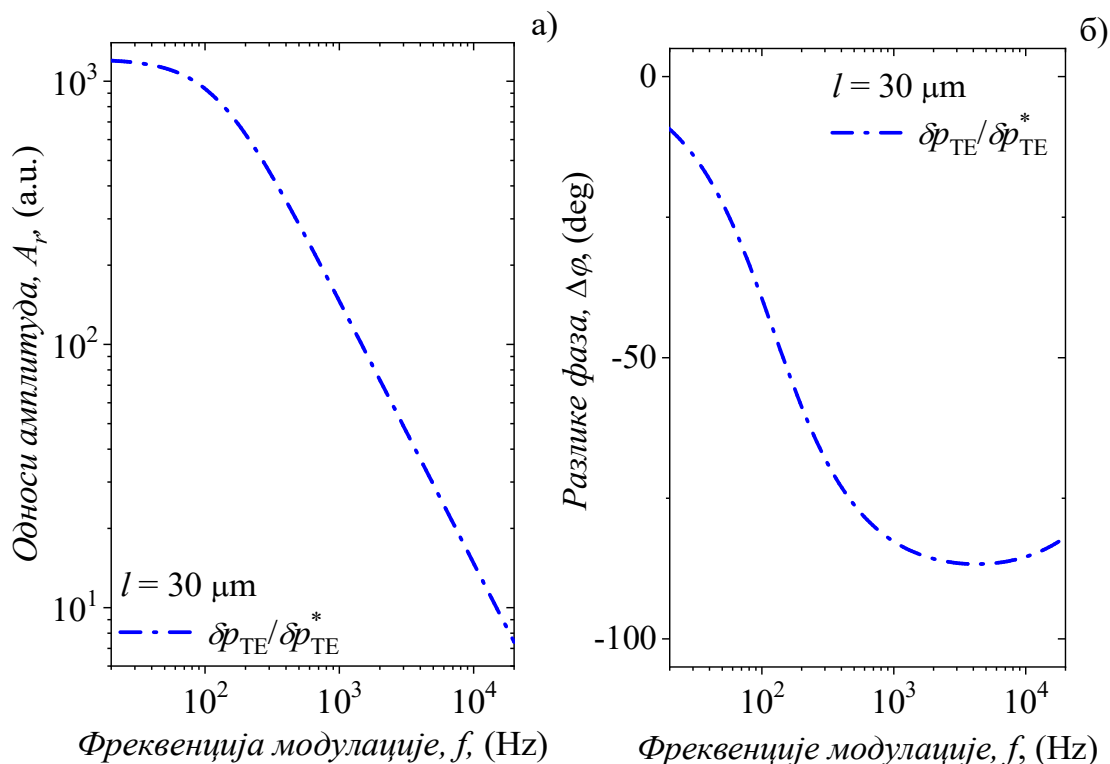
$$\Delta\varphi(f) = \varphi(f) - \varphi^*(f). \quad (101)$$



Слика 22. Резултати добијених а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ „са“/“без“ носилаца укупног сигнала $\delta p_{\text{total}}/\delta p_{\text{total}}^*$ за дебљину узорка од $30 \mu\text{m}$ у функцији фреквенција модулације f .



Слика 23. Резултати добијених а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ „са“/“без“ носилаца термодифузионих компоненти $\delta p_{\text{TD}}/\delta p_{\text{TD}}^*$ за дебљину узорка од $30 \mu\text{m}$ у функцији фреквенција модулације f .



Слика 24. Резултати добијених а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ „са“/“без“ носилаца термоеластичних компоненти $\delta\rho_{TE}/\delta\rho_{TE}^*$ за дебљину узорка од $30\ \mu\text{m}$ у функцији фреквенција модулације f .

Разлике у зависностима $A_r(f)$ и $\Delta\varphi(f)$ могу помоћи у детаљнијој анализи процеса, решавању инверзног проблема у фотоакустици и комплетнијој карактеризацији материјала [33].

Литература уз Поглавље 4

- [1] Y. R. Shen. The Principle of Nonlinear Optics, John Wiley, New York (1984).
- [2] R. W. Boyd. Nonlinear Optics, Academic Press, London (1992).
- [3] H. J. Eichler, P. Günter, D. W. Pohl. Laser Induced Dynamic Gratings, Springer-Verlag, Berlin (1986).
- [4] J. A. Sell (Ed.). Photothermal Investigations of Solids and Fluids, Academic Press, London (1989).
- [5] S. E. Bialkowski. Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis, John Wiley, New York (1996).
- [6] D. Almond and P. Patel. Photothermal Science and Techniques, Chapman & Hall, London (1996).
- [7] S. E. Braslavsky and G. E. Heibel. Time-resolved photothermal and photoacoustic methods applied to photoinduced processes in solution, *Chemical Review*, **92**, (1992), 1381, <https://doi.org/10.1021/cr00014a007>
- [8] Toshiya Okazaki, Noboru Hirota, Masahide Terazima, Energy conversion process from the photoexcited electronic states studied by the temperature lens and acoustic peak delay methods in solution, *Journal of Molecular Liquids*, **90**, 1–3, (2001), 243–249, [https://doi.org/10.1016/S0167-7322\(01\)00127-1](https://doi.org/10.1016/S0167-7322(01)00127-1)
- [9] Marios Nestoros, Photothermal Techniques in Material Characterization, in Materials Science - Advanced Topics, Edited by Yitzhak Mastai, (2013), DOI: 10.5772/56700
- [10] M V Marquezini, N Cella, A M Mansanares, H Vargas and L C M Miranda, Open photoacoustic cell spectroscopy, *Measurement Science and Technology*, **2**, 4, (1991), 396, <https://doi.org/10.1088/0957-0233/2/4/020>
- [11] Michael M. Farrow, Roger K. Burnham, and Edward M. Eyring, Fourier-transform photoacoustic spectroscopy, *Applied Physics Letters*, **33**, (1978), 735, <https://doi.org/10.1063/1.90521>

- [12] Kizil R., Irudayaraj J. (2013) Fourier Transform Infrared Photoacoustic Spectroscopy (FTIR-PAS), in: Roberts G.C.K. (eds) *Encyclopedia of Biophysics*, Springer, Berlin, Heidelberg, https://doi.org/10.1007/978-3-642-16712-6_124
- [13] M. Xu, L.H. Wang, Photoacoustic imaging in biomedicine, *Review of Scientific Instruments*, **77**, 4, (2006), 041101–041101–22, <https://doi.org/10.1063/1.2195024>
- [14] Xueding Wang, Yongjiang Pang, Geng Ku, Xueyi Xie, George Stoica & Lihong V. Wang, Non-invasive laser-induced photoacoustic tomography for structural and functional imaging of the brain in vivo, *Nature Biotechnology*, **21**, 7, (2003), 803–806, <https://doi.org/10.1038/nbt839>
- [15] Yao Junjie, Wang Lihong V., Photoacoustic microscopy, *Laser & Photonics Reviews*, **7**, 5, (2013), 758–778, <https://doi.org/10.1002/lpor.201200060>
- [16] Rosencwaig A, in *Photoacoustic and Thermal Wave Phenomena in Semiconductors*, edited by A. Mandelis (Elsevier, New York, 1987), Chap. 5.
- [17] Rosencwaig A and Gersho A, Theory of the photoacoustic effect with solids, *Journal of Applied Physics*, **47**, 1, (1976), 64, <https://doi.org/10.1063/1.322296>
- [18] Rosencwaig A, in *Opto-acoustic Spectroscopy and Detection* Pao, Y.H., editor, Academic Press, New York (1977)
- [19] Слободанка Галовић, Моделовање и анализа фототермалних сигнала за средине са топлотном меморијом, Докторска дисертација, Универзитет у Београду, Електротехнички факултет, (2003)
- [20] Марица Поповић, Фотоакустички одзив трансмисионе фотоакустичке конфигурације и анализа резонантних феномена за двослојне узорке са топлотном меморијом, Докторска дисертација, Универзитет у Новом Саду, Факултет техничких наука, (2016), <https://nardus.mpn.gov.rs/handle/123456789/6810>
- [21] Dragan D Markushev, J Ordonez-Miranda, MD Rabasović, M Chirtoc, DM Todorović, SE Bialkowski, Dorota Korte, Mladen Franko, Thermal and elastic characterization of glassy carbon thin films by photoacoustic measurements, *The European Physical Journal Plus*, **132**, 33, (2017), <https://doi.org/10.1140/epjp/i2017-11307-2>
- [22] D. M. Todorovic, P. M. Nikolic, M. D. Dramicanin, D. G. Vasiljevic, Z. D. Ristovski, “Photoacoustic frequency heat-transmission technique: Thermal and carrier transport parameters measurements in silicon”, *Journal of Applied Physics*, **78** (9), 5750 (1995) <https://doi.org/10.1063/1.359637>
- [23] M. D. Dramićanin, P. M. Nikolić, Z. D. Ristovski, D. G. Vasiljević, and D. M. Todorović, “Photoacoustic investigation of transport in semiconductors: Theoretical and experimental study of a Ge single crystal”, *Physical Review B*, **51**, 14226 (1995) <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.14226>
- [24] Катарина Ђорђевић, Примена неуронских мрежа у фотоакустичкој анализи силицијума n-типа у фреквентном домену, Докторска дисертација, Универзитет у Београду, Физички факултет, (2020)
- [25] McDonald F and Wetsel G, Generalized theory of the photoacoustic effect, *Journal of Applied Physics*, **49**, (1978), 2313, <https://doi.org/10.1063/1.325116>
- [26] McDonald FA, Photoacoustic, photothermal, and related techniques: a review, *Canadian Journal of Physics*, **64**, (1986), 1023-1029, <https://doi.org/10.1139/p86-174>
- [27] Bruno A. Boley, Jerome H. Weiner, Theory of Thermal Stresses, *Journal of Applied Mechanics*, **28**, 2, (1961), 318 (1 pages), <https://doi.org/10.1115/1.3641699>
- [28] G. Rousset, F. Lepoutre and L. Bertrand, Influence of thermoelastic bending on photoacoustic experiments related to measurements of thermal diffusivity of metals, *Journal of Applied Physics*, **54**, (1983), 2383 – 2391, <https://doi.org/10.1063/1.332352>
- [29] D.M.Todorovic, M.D.Rabasovic, D.D.Markushev, Photoacoustic elastic bending in thin film – Substrate system, *Journal of Applied Physics*, **114**, 21350, (2013), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4839835>
- [30] Nikolić PM, Todorović DM, Photoacoustic and electroacoustic properties of semiconductors, *Progress in Quantum Electronics*, **13**, 2, (1989), 107-189, [https://doi.org/10.1016/0079-6727\(89\)90006-2](https://doi.org/10.1016/0079-6727(89)90006-2)
- [31] Todorovic DM and Nikolic PM, Investigation of carrier transport processes in semiconductors by the photoacoustic frequency transmission method, *Optical Engineering*, **36**, 2, (1997), <https://doi.org/10.1117/1.601215>
- [32] Todorovic DM and Nikolic PM, *Semiconductors and Electronic Materials*, Progress in Photothermal and Photoacoustic Science and Technology, edited by A. Mandelis and P. Hess (SPIE Press, Washington, 2000), Ch. 9, pp. 273–318.
- [33] Миољуб В. Нешић, Развој техника за решавање инверзног фотоакустичког проблема, Докторска дисертација, Универзитет у Београду, Електротехнички факултет, (2018), <https://nardus.mpn.gov.rs/handle/123456789/9456>

Поглавље 5.

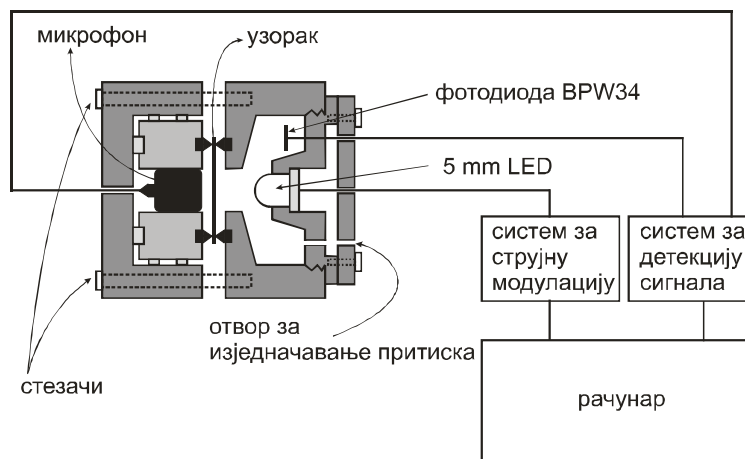
Експериментална поставка

5.1. Метода отворене ћелије

Експериментална поставка која ће се користити у овом раду јесте трансмисиона конфигурација отворене фотоакустичке ћелије [1-4] која је у направљена на Институту за физику у Београду (Лабораторија за фотоакустику) [5-15]. Њена основна карактеристика је да припада методама фотоакустике са минималном акустичком запремином, што је постигнуто тиме да користи микрофон као ћелију. На тај начин омогућава детекцију изузетно слабих звучних сигнала у читавом фреквентном опсегу. Једноставна схема поменуте експерименталне поставке приказана је на слици 25 [5-16]. Узорци силицијума у облику кружне плочице стављају се на врх микрофона (ЕСМ 30В, Jin In Electronic Co., Ltd) и фиксирају гуменим прстеновима са обе стране узорка. Гумени прстен се обично премаже вакуумском машћу како би се спречило нежељено цурење ваздуха у ћелију (тело микрофона). У оквиру овог метода постоје две технике којима се контролише „непомичност“ узорка на гуменим прстеновима. Прва техника подразумева коришћење стезача којима се узорак притегне између оквира диоде и микрофона. На овај начин узорак је „непомичан“, али стезањем се може искривити и/или дати нежељено појачање акустичких резонанци микрофона на високим фреквенцијама. Да би се то избегло, користи се и друга техника која подразумева да се оба оквира са узорком поставе тако да је осветљена површина плочице паралелна површини Земље. Тада сама тежина оквира микрофона и диоде „стегне“ без стезача узорак између гумених прстенова, и тако му не дозвољава да „клизи“ по прстеновима. Ласерска диода снаге 15 mW модулисана је струјним модулатором направљеним у Институту за физику, који је побуђиван генератором фреквенција у опсегу од 20 Hz до 20 kHz. Диода је коришћена за осветљавање узорка црвеном светлошћу таласне дужине од 660 nm. Како би уређај био што јевтинији диода је узета из старих компјутерских CD читача. Контрола диоде вршена је осетљивом фотодиодом ВРW34 брзог одговора. Удаљеност ласерске диоде од узорка одређена је тако да обезбеди што униформније осветљавање узорка и једноставније описивање транспорта топлоте једнодимензионалним теоријским моделима. Наравно, то је лакше рећи него извести, али пракса је показала да се овом апаратуром постиже

задовољавајуће униформно осветљавање узорка, којим се јако добро избегавају сви тзв. 3D ефекти (транспорт топлоте дуж све три координатне осе).

Амплитуде и фазе фотоакустичких (ФА) сигнала мере се, као функције фреквенције модулације, помоћу РС звучне картице кућног рачунара (Intel 82801 Ib/ir/ihhd audio controller), у коју долазе сигнали са микрофона и сигнали са фотодиоде који се сматрају референтним. Звучна картица јако добро може да симулира рад lock-in појачавача, уз добру софтверску подршку, развијену такође на Институту за физику. Мерења картицом подразумевају бележење интензитета микрофонског сигнала тј. његове амплитуде преко једног канала, и кашњења фазе са микрофона у односу на фазу сигнала фотодиоде преко другог канала. Тако регистроване амплитуде и фазе за сваку фреквенцију обрађују се и пореде са одговарајућим теоријским моделима, помоћу којих се могу добити најважнији физички параметри који карактеришу термалне особине узорка.



Слика 25. Схема експерименталне апаратуре отворене фотоакустичке ћелије у трансмисионом моду рада [5-16].

5.2. Корекција мереног сигнала

Сигнали које микрофон мери апаратуром са слике 25 представљају линеарне комбинације сигнала који директно долази од узорка, тзв. правог сигнала $\delta p_{\text{total}}(f)$, сметњи и утицаја инструмената који се у експерименту користе: тзв. одзив мерног ланца $H(f)$, шумава $N_{\text{FN}}(f)$ и нежељених сигнала (кохерентних сметњи) $N_{\text{CSD}}(f)$ који су карактеристика детектора и струјног модулятора. Укупан фотоакустички сигнал $Y_{\text{exp}}(f)$ измерен овом апаратуром може се једноставно представити као [10,11]:

$$Y_{\text{exp}}(f) = A(f)e^{i\varphi(f)}, \quad (102)$$

где су $A(f)$ и $\varphi(f)$ измерене амплитуде и фазе укупног сигнала, респективно, i имагинарна јединица, а f модулациона фреквенција. Међутим, због сложености сигнала, $Y_{\text{exp}}(f)$ се не може обрађивати директно теоријским моделима фотоакустике пре неопходне корекције која урачунава утицај мерног ланца на кривљење и изобличења сигнала који долази од побуђеног узорка.

Под мерним ланцем у фотоакустици може се подразумевати склоп повезаних инструмената (детектори, модулатори, појачала) који служе за пренос сигнала из испитиваног узорка (улаз сигнала, $\delta p_{\text{total}}(f)$) на рачунар као пријемник (излаз сигнала, $Y_{\text{exp}}(f)$). Рачунар претвара информације које носи измерени сигнал у употребљив нумерички облик погодан за софтверску обраду. У идеалном случају улаз сигнала је једнак излазу сигнала. У стварности то није тачно јер постоји утицај коришћених инструмената $H(f)$ и шумава $N_{\text{FN}}(f)$ и $N_{\text{CSD}}(f)$ који изобличују $\delta p_{\text{total}}(f)$ у целом распону испитиваних фреквенција модулације f . Ова изобличења су описана преносном функцијом $H(f)$ и укупним шумом $N(f) = N_{\text{FN}}(f) + N_{\text{CSD}}(f)$. Ако сигнал искривљен инструменталним девијацијама дефинишемо као $S_{\text{exp}}(f) = \delta p_{\text{total}}(f)H(f)$, међусобни однос између $Y_{\text{exp}}(f)$, $S_{\text{exp}}(f)$ и $N(f)$ може се дати са [10,11]:

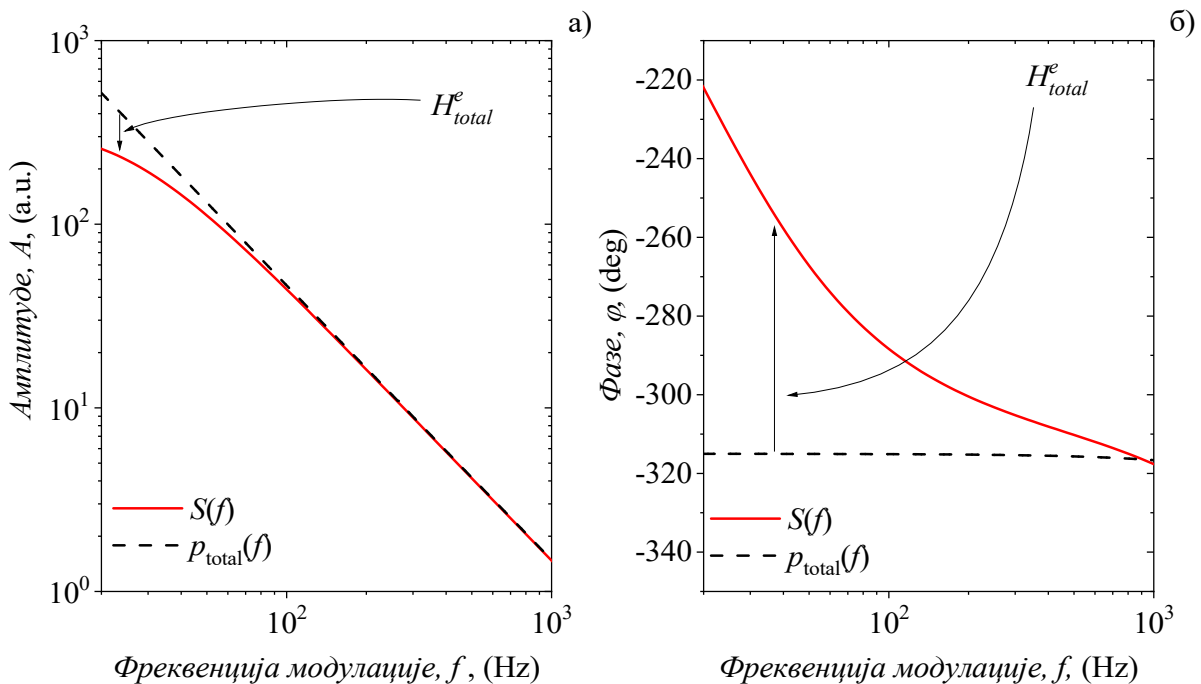
$$Y_{\text{exp}}(f) = S_{\text{exp}}(f) + N(f). \quad (103)$$

Детаљна истраживања су показала да облик функције $H(f)$ представља типичан одзив система који има пропусне карактеристике у одређеном фреквентном опсегу, који зависи од електронских $H^e(f)$ и акустичких $H^a(f)$ својстава мерног ланца. На нижим фреквенцијама примећено је карактеристично понашање филтера пропусника високих учестаности, који пригушују амплитуде уз истовремено повећање фазе. Наше искуство говори да су за такво понашање највише заслужне електронске (RC) карактеристике звучне картице и микрофона. У математичком смислу нискофреквентно филтрирање два инструмента се обично представља у облику преносне функције првог реда $H^e(f)$

добијеном каскадном везом два RC филтра пропусника високих учестаности исписана у облику [10,11]:

$$H^e(f) = H_1^e(i\omega) \cdot H_2^e(i\omega) = -\frac{\omega\tau_{c1}}{(1+i\omega\tau_{c1})} \cdot \frac{\omega\tau_{c2}}{(1+i\omega\tau_{c2})}, \quad (104.a)$$

где је $\omega = 2\pi f$, док су $H_1^e(i\omega)$ и $H_2^e(i\omega)$ одговарајуће преносне функције микрофона са припадајућом електроником (1) и звучне картице (2). Одговарајуће временске константе $\tau_{c1} = (2\pi f_1)^{-1}$ и $\tau_{c2} = (2\pi f_2)^{-1}$ се одређују на основу познатих карактеристика из упутстава за употребу или фитовањем експерименталних података. Вредности f_1 и f_2 представљају карактеристичне фреквенције ова два филтра. Типичне девијације $\delta p_{total}(f)$ сигнала проузроковане утицајем инструмената $H^e(f)$ (једначина (104.a)) приказан су на слици 26 [10,11].



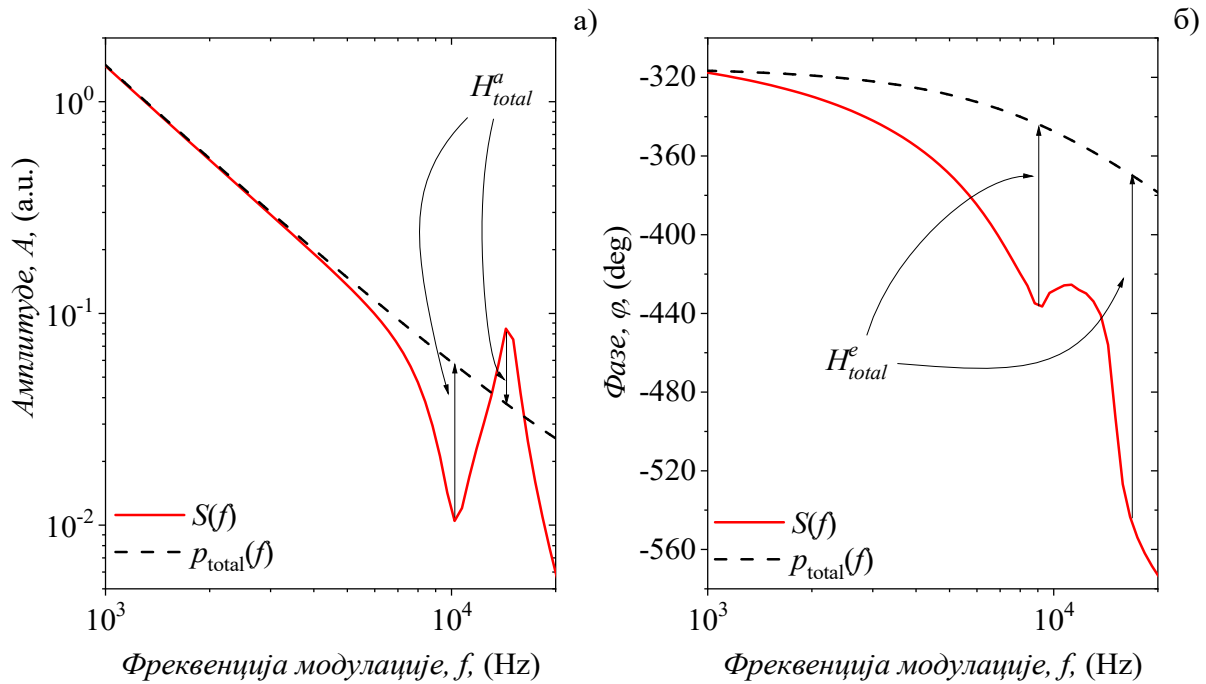
Слика 26. Типични ефекти филтера пропусника високих учестаности на а) амплитуду A и б) фазу φ нашег ФА сигнала. $S_{exp}(f)$ је измерени сигнал детектован инструментима, $p_{total}(f)$ је сигнал који генерише узорак и H_{total}^e је преносна функција система. Стрелице указују на ниво изобличења $p_{total}(f)$ [10,11].

На вишим фреквенцијама примећено је типично понашање филтера пропусника ниских учестаности које наизменично појачава и смањује амплитуду и истовремено смањује фазу сигнала. Наше искуство говори да је за то одговоран само тзв. акустички

одзив микрофона који има карактеристичан облик два пика. У математичком смислу акустично филтрирање микрофона описује се везом два филтра пропусника ниских учестаности коришћењем преносне функције другог реда $H^a(f)$ која се може написати у емпиријском облику [11]:

$$H^a(f) = H_3^a(i\omega) + H_4^a(i\omega) = \frac{\omega_{c3}^2}{\omega_{c3}^2 + i\delta_{c3}\omega - \omega^2} + \frac{\omega_{c4}^2}{\omega_{c4}^2 + i\delta_{c4}\omega - \omega^2}, \quad (104.6)$$

где је $\omega = 2\pi f$, $H^a(f)$ преносна функција првог а $H^e(f)$ преносна функција другог пика, δ_k фактор пригушења пикова ($k = c3, c4$), $\omega_{c3} = 2\pi f_3$ карактеристична фреквенција првог пика која зависи од геометрије микрофона а ω_{c4} микрофонска гранична тзв. *cut-off* фреквенција. Типичне девијације $\delta p_{total}(f)$ сигнала проузроковане утицајем инструмената $H^a(f)$ (једначина (104.6)) приказан је на слици 27 [10,11].

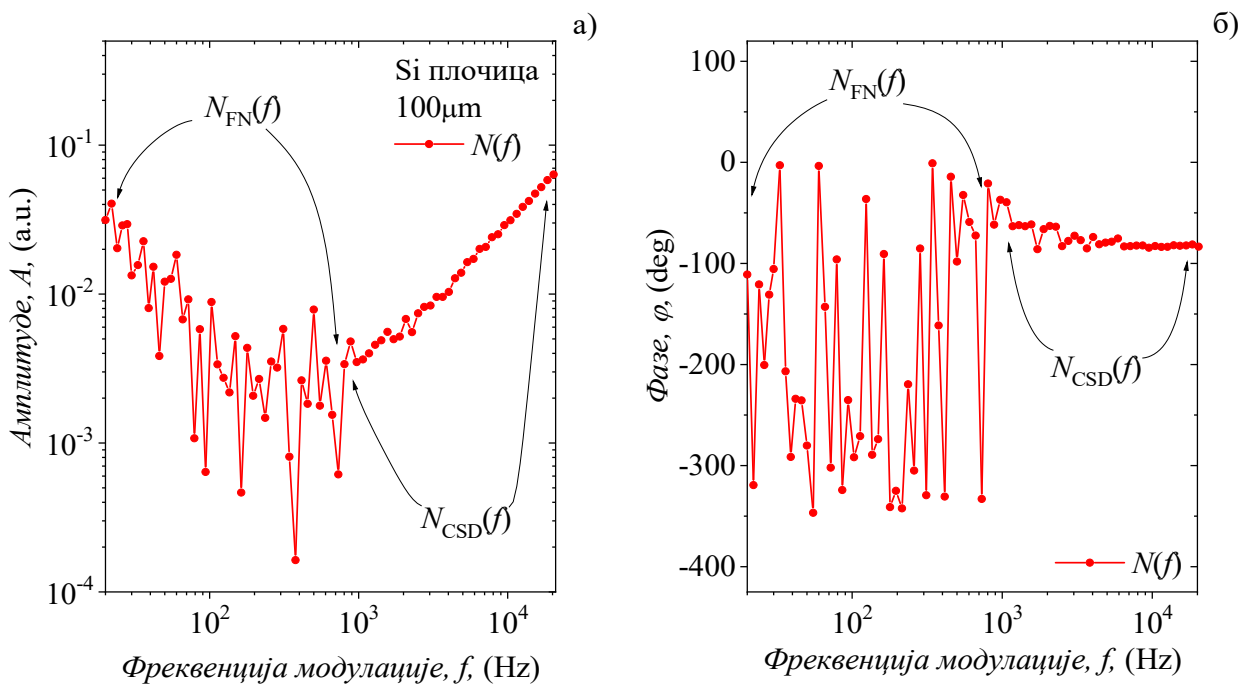


Слика 27. Типични ефекти акустичког филтера пропусника ниских учестаности на а) амплитуде A и б) фазе φ ФА сигнала. $S_{exp}(f)$ је измерени сигнал, $p_{total}(f)$ је сигнал који генерише узорак и H^a_{total} је преносна функција дефинисана једначином (104.6). Стрелице показује ниво изобличења $p_{total}(f)$ сигнала [10,11].

Веза ових функција може се дати једноставном формулом

$$H(f) = H^e(f) H^a(f) = H_1^e(f) H_2^e(f) [H_3^a(i\omega) + H_4^a(i\omega)]. \quad (105)$$

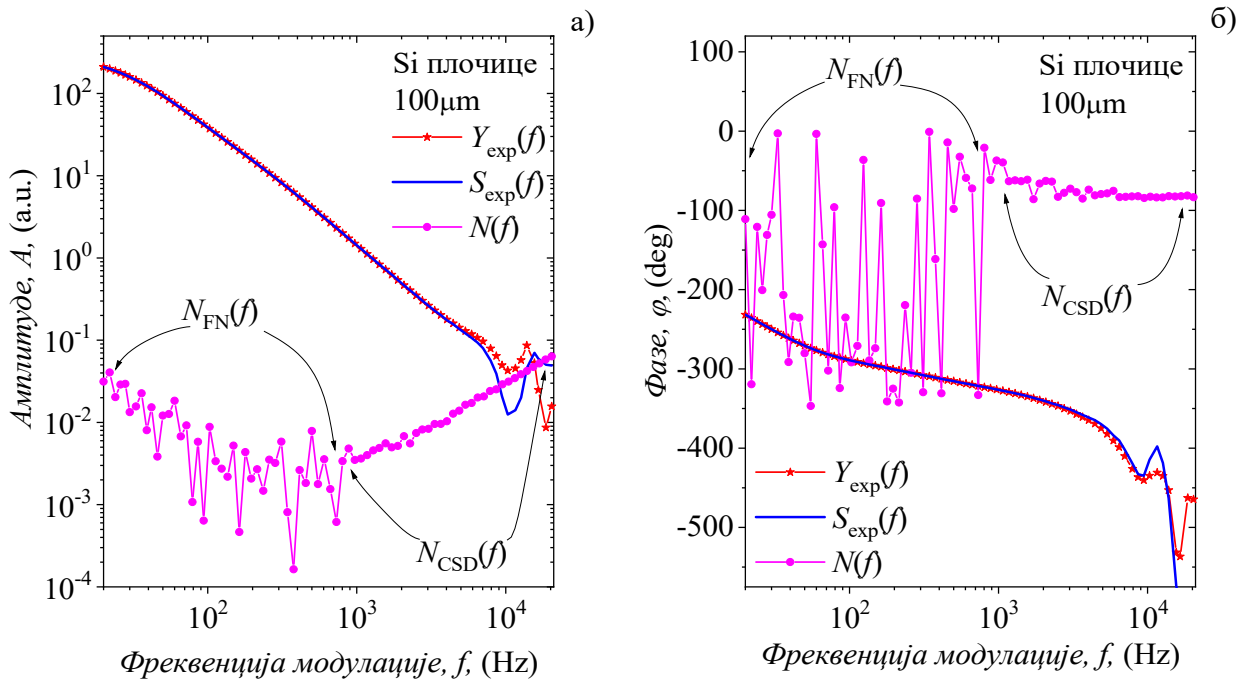
У фотоакустици шум је општи термин који се користи за све нежељене сигнале посматране на излазу детекционог система, а који маскирају прави ФА сигнал који нас интересује [10,11]. Амплитуде и фазе правог микрофонског (flicker-noise) шума $N_{FN}(f)$ су насумично распоређене, и не носе никакве корисне информације. У мерењима такође може бити присутан и кохерентни шум $N_{CSD}(f)$, који се меша са правим ФА сигналом, а настаје као производ система за модулацију оптичког извора зрачења. Обе врсте шума могу се класификовати по својим статистичким својствима кроз степене зависности фреквенције модулације f или начина на који мењају прави ФА сигнал (адитивни, мултипликативни, итд.). Типичан изглед оба ова шума измерених апаратуром отворене фотоакустичке ћелије приказан је на слици 28 [10,11]. Јасно је да је укупан шум $N(f) = N_{FN}(f) + N_{CSD}(f)$. Са слике се види, такође, да је амплитуда $N_{FN}(f) \sim f^{-1}$ а $N_{CSD}(f) \sim f^1$.



Слика 28. Типичан изглед а) амплитуде A и б) фазе φ измереног шума $N(f)$ као збира правог микрофонског flicker-шума $N_{FN}(f)$ и кохерентног шума $N_{CSD}(f)$ [10,11].

Осим $Y_{\text{exp}}(f)$, у експериментима се може симултано мерити и шум $N(f)$. То је најлакше учинити са истом експерименталном поставком и под истим експерименталним условима, тако што се током рада уређаја између ласерске диоде и узорка (слика 29, [10,11]) постави непрозирна препрека. На тај начин сви инструменти раде, али се узорак

не загрева, тј. нема сигнала $\delta p_{\text{total}}(f)$ који долази директно из узорка. У том случају је $Y_{\text{exp}}(f) = N(f)$, и резултати таквих мерења приказани су на слици 29 [10,11]. Пошто су и шум и сигнал мерени под истим условима, могу се поредити на истој скали. Резултат тог поређења дат је на слици 29. Види се јасно да је $Y_{\text{exp}}(f)$ увек за преко три реда величине већи од $N_{\text{FN}}(f)$, тј. однос сигнал-шум у овом случају јесте $\sim 10^3$. То нам даје за право да $N_{\text{FN}}(f)$ сматрамо занемарљиво малим. Међутим, на вишим фреквенцијама је очигледно да се $Y_{\text{exp}}(f)$ и $N_{\text{CSD}}(f)$ укрштају. То значи да се од измереног сигнала $Y_{\text{exp}}(f)$ мора одузети $N_{\text{CSD}}(f)$ како би се добио тзв. искривљени фотоакустички сигнал $S_{\text{exp}}(f)$ (слика 29), сигнал који је искривљен због утицаја мерног ланца.

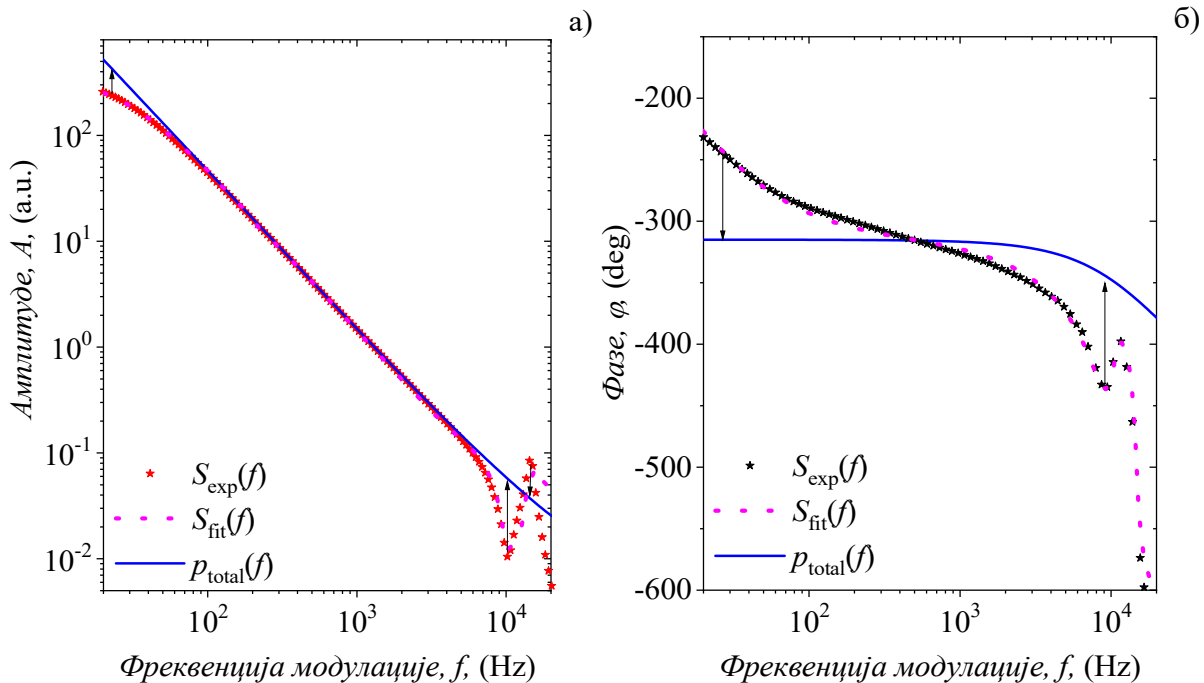


Слика 29. Типичан изглед а) амплитуде A и б) фазе φ измереног сигнала $Y_{\text{exp}}(f)$. $S_{\text{exp}}(f)$ је сигнал који потиче од инструменталних изобличења, $p_{\text{total}}(f)$ је генерисан од стране узорка а $N(f)$ представља измерени шум [10,11].

Добијањем искривљеног сигнала $S_{\text{exp}}(f)$ приступа се његовој корекцији на инструменталне сметње $H(f)$. То се може учинити на више начина, али је један од најједноставнијих фитовањем тачака $S_{\text{exp}}(f)$ једначином $S_{\text{fit}}(f) = \delta p_{\text{total}}(f)H(f)$, користећи једначине (84-88) (слика 30 [10,11]). Фитовањем се добијају сви параметри које „покривају“ функције $H^e(f)$ и $H^a(f)$, тако да се једноставним поступком може добити

тражени „прави“ фотоакустички сигнал $\delta p_{\text{total}}(f)$ који потиче само од загрејаног узорка:

$$\delta p_{\text{total}}(f) = S_{\text{fit}}(f) / H(f) \text{ (слика 30 [10,11]).}$$



Слика 30. Типични ефекти филтрирања на а) амплитуде A и б) фази φ $S_{\text{exp}}(f)$ сигнала, насталог утицајем инструмената. $p_{\text{total}}(f)$ је сигнал генерисан од стране узорка а S_{fit} представља криву добијену фитовањем $S_{\text{exp}}(f)$. Стрелице показују ниво корекције $p_{\text{total}}(f)$ сигнала [10,11].

Одговарајућа процедура корекције сигнала доводи до коригованог, “правог” сигнала који би требао да представља теоријски добијене амплитуде и фазе ФА сигнала. На основу добијених резултата у овом раду, нема разлога не тврдити да је ова процедура ваљана за све врсте чврстих узорака, и да се може користити у анализи вишеслојних узорака састављених од супстрата и наноса танког филма као пресвлаке, све док су фреквентно зависни ФА ефекти одговорни за настанак звучних таласа.

Литература уз Поглавље 5

- [1] M.V. Marquezini, N. Cella, A.M. Mansanares, H. Vargas and L.C. M Miranda, Open photoacoustic cell spectroscopy, *Measurement Science and Technology*, **2**, 4, (1991), 396, <https://doi.org/10.1088/0957-0233/2/4/020>
- [2] Said Ali Said El-Busaidy, Bernd Baumann, Marcus Wolff, Lars Duggen, Modelling of open photoacoustic resonators, *Photoacoustics*, **18**, 100161, (2020), <https://doi.org/10.1016/j.pacs.2020.100161>
- [3] S. El-Busaidy, B. Baumann, M. Wolff, L. Duggen, H. Bruhns, Experimental and numerical investigation of a photoacoustic resonator for solid samples: towards a non-invasive glucose sensor, *Sensors*, **19**, (2019), <https://doi.org/10.3390/s19132889>
- [4] Nelson G. C. Astrath, Francine B. G. Astrath, Jun Shen, Chao Lei, Jianqin Zhou, Zhong Sheng (Simon) Liu, Titichai Navessin, Mauro L. Baesso, and Antonio C. Bento, An open-photoacoustic-cell method for thermal characterization of a two-layer system, *Journal of Applied Physics*, **107**, 043514 (2010), <https://doi.org/10.1063/1.3310319>

- [5] Mihailo D Rabasović, Marko G Nikolić, Miroslav D Dramićanin, Mladen Franko and Dragan D Markushev, Low-cost, portable photoacoustic setup for solid samples, *Measurement Science & Technology*, **20**, (2009) 095902 (6pp), doi:10.1088/0957-0233/20/9/095902
- [6] D. D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M. D. Rabasović, S. Galović, D. M. Todorović, and S. E. Bialkowski, Effect of the absorption coefficient of aluminium plates on their thermoelastic bending in photoacoustic experiments, *Journal of Applied Physics*, **117**, 245309 (2015), doi: 10.1063/1.4922718
- [7] D.D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M.D. Rabasovic, M. Chirtoc, D.M. Todorovic, S.E. Bialkowski, D. Korte and M. Franko, Thermal and elastic characterization of glassy carbon thin films by photoacoustic measurements, *The European Physical Journal Plus*, **132**, 33 (2017) 1-9, <https://doi.org/10.1140/epjp/i2017-11307-2>
- [8] Markushev D.K., Markushev D.D., Aleksic S.M., Pantic D.S., Galovic S.P., Todorovic D.M., and 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, *Journal of Applied Physics*, **126** (18), 185102 (2019), DOI: 10.1063/1.5100837
- [9] Markushev D.K., Markushev D.D., Aleksic S.M., Pantic D.S., Galovic S.P., Todorovic D.M., and J. Ordonez-Miranda, Experimental photoacoustic observation of the photogenerated excess carrier influence on the thermoelastic response of n-type silicon, *Journal of Applied Physics*, **128**, 095103 (2020), <https://doi.org/10.1063/5.0015657>
- [10] D. D. Markushev, M. D. Rabasović, D. M. Todorović, S. Galović, and S. E. Bialkowski, Photoacoustic signal and noise analysis for Si thin plate: Signal correction in frequency domain, *Review of Scientific Instruments*, **86**, 035110 (2015), doi: 10.1063/1.4914894
- [11] Sanja M. Aleksić, Dragana K. Markushev, Dragan S. Pantić, Mihajlo D. Rabasović, Dragan D. Markushev, Dragan M. Todorović, "Electro-acoustic influence of measuring system on the photoacoustic signal amplitude and phase in frequency domain", *FACTA UNIVERSITATIS Series: Physics, Chemistry and Technology*, **14**, 1, (2016), pp. 9 – 20, DOI: 10.2298/FUPCT1601009A
- [12] Jovančić N., Markushev D.K., Markushev, D.D., Aleksić S.M., Pantić D. S., Korte D., Franko M., Thermal and Elastic Characterization of Nanostructured Fe₂O₃ Polymorphs and TiO₂-Coated Fe₂O₃ Using Open Photoacoustic Cell, *International Journal of Thermophys*, **41**, 90 (2020), <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02669-w>
- [13] Jordovic-Pavlovic, M.I., Markushev, D.D., Kupusinac, A.D. et al. Deep Neural Network Application in the Phase-Match Calibration of Gas–Microphone Photoacoustics, *International Journal of Thermophys*, **41**, 73 (2020), <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02650-7>
- [14] Djordjevic K.L., Galovic S.P., Jordovic-Pavlovic M.I., Cojbasic Z. M., Markushev D.D., Improvement of Neural Networks Applied to Photoacoustic Signals of Semiconductors with Added Noise, *Silicon* (2020), <https://doi.org/10.1007/s12633-020-00606-y>
- [15] Katarina Lj Djordjevic, Dragan D Markushev, Žarko M Čojbašić, Slobodanka P Galović, Inverse problem solving in semiconductor photoacoustics by neural networks, *Inverse Problems in Science and Engineering* (2020), <https://doi.org/10.1080/17415977.2020.1787405>
- [16] Jordovic-Pavlovic, M.I., Kupusinac, A.D., Djordjevic, K.L., Galovic S.P., Markushev D.D., Nestic M.V., Popovic M.N., Computationally intelligent description of a photoacoustic detector, *Optical and Quantum Electronics*, **52**, 246 (2020). <https://doi.org/10.1007/s11082-020-02372-y>

Поглавље 6.

Резултати и дискусија

6.1. Резултати теоријске анализе

Све симулације приказане у овој глави урађене су под основном претпоставком да посматрамо 1D транспорт фотогенерисаних носилаца концентрације $\delta n_p(x, \omega)$ дуж једне, нпр. x -осе (дуж дебљине узорка), описан једначином (42):

$$\delta n_p(x, \omega) = \left[A_{1\omega} e^{x/L} + A_{2\omega} e^{-x/L} \right] - \frac{\beta I_0}{\epsilon D_p (\beta^2 - L^2)} e^{-\beta x}. \quad (106)$$

Решавањем једначине (106) добијају се амплитуде $A(f)$ и фазе $\varphi(f)$ концентрације носилаца у фреквентном домену. Осветљена предња страна узорка (слике 7 и 9) се налази на $x=0$ а задња неосветљена на $x=l$. Подразумева се да су испитивани узорци облика танких плочица полупречника 4 mm направљених од силицијума n -типа чија је концентрација донора $N_D = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. На основу тог податка израчунате су вредности отпорности силицијума ρ_{Si} и дифузивност шупљина D_p : $\rho_{\text{Si}} = 2,37 \Omega \cdot \text{cm}$ и $D_p = 12 \text{ cm}^2/\text{s}$ [1,2]. Време живота мањинских носилаца (шупљина) које одговара датој концентрацији донора је $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ [3-5]. Подразумева се да се узорак побуђује црвеном ласерском диодом ($\lambda = 660 \text{ nm}$) снаге 10 mW која је модулисана у домену фреквенција модулације f од $(10 - 10^7) \text{ Hz}$. Одговарајући коефицијент апсорпције силицијума за дату таласну дужину побуде је $\beta = 2.58 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$. Горња граница домена дефинисана је условом $2\pi f \tau_T \leq 1$ [4,6-9] где је $\tau_T \rightarrow 10^{-8} \text{ s}$ тзв. време термалне релаксације за Si [8]. Доња граница домена дефинисана је чињеницом да за све вредности фреквенција $f \geq 10 \text{ Hz}$ постоји уочљива разлика између постојећих $T_s(x, \omega)$ компоненти. У овој области претпоставља се истоветно понашање фреквенцијских спектра концентрација $\delta n_p(x, \omega)$ и температурних расподела $T_s(x, \omega)$ који се добијају Фуријеовим параболичним (једначина (53)) или Катанео-Верно хиперболичним теоријским моделом [6-9] (Прилог 3).

Лако је приметити да се у једначини (42) јавља једноставан однос између дебљине узорка l и комплексне дифузионе дужине носилаца L . Тај однос утиче на понашање концентрације носилаца и температурних расподела у фреквентном домену [3-5]. Представљена анализа је заснована на претпоставци да узорке можемо поделити на две групе на основу њихове релативне дебљине, знајући да је $L = L_p / \sqrt{(1+i\omega\tau)}$: дебели узорци у случају када је $l/L_p > 1$; танки у случају када је $l/L_p < 1$. У оба случаја дифузиона дужина мањинских носилаца (у нашем случају шупљина) је $L_p = \sqrt{D_p\tau} = 346.4 \mu\text{m}$. Сваку групу узорака карактеришу специјални ефекти који се јасно могу видети како кроз промене у густини носилаца, тако и кроз промене у температурним расподелама, а који су последица постојања фотогенерисаних носилаца. Као типичан представник дебелих узорака узета је силицијумска плочица дебљине $1000 \mu\text{m}$, док танке узорке представља плочица дебљине $10 \mu\text{m}$ [3-5].

Наши прорачуни концентрација носилаца на предњој $\delta n_p(0, \omega)$ и задњој $\delta n_p(l, \omega)$ страни узорка су урађени узимајући у обзир и квалитет површине силицијумских плочица, тако што су у рачун уведене и типичне вредности брзина површинских рекомбинација на предњој (s_1) и задњој страни (s_2). Промене времена живота носилаца τ у запремини полупроводника уведене су да би описале квалитет узорка у односу на број дефеката у њему [3-5].

Коначно, анализа је фокусирана првенствено на површинске расподеле температура на предњој $T_s(0, \omega)$ и задњој $T_s(l, \omega)$ страни узорака, на којима се јасно види различити ниво утицаја фотогенерисаних носилаца. Оваква анализа помаже да се нађу најоптималнији методи и експериментални услови у оквирима фотоакустичких (ФА) и фототермалних (ФТ) мерења, којима би се добио најочигледнији утицај фотогенерисаних носилаца на термални одзив полупроводника [3-5].

6.1.1. Концентрација носилаца: утицај површинских рекомбинација

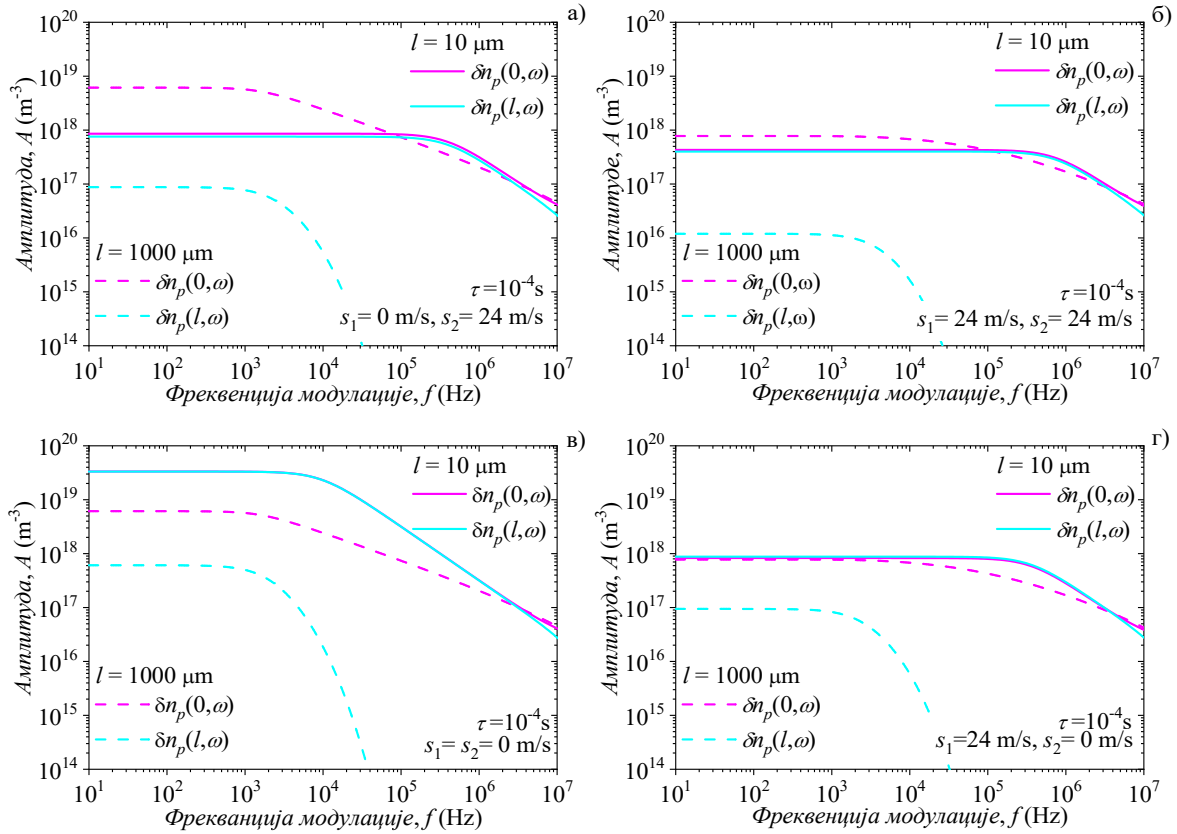
Као први корак у теоријској анализи испитан је утицај стања површина полупроводника на концентрацију фотогенерисаних носилаца [5]. Циљ је био пронаћи такве комбинације стања површина (углачане или не) под којима би се најјасније виделе разлике

концентрација носилаца $\delta n_p(x, \omega)$ на предњој (осветљеној) и задњој (неосветљеној) страни узорка.

Да би поједноставили анализу и боље разумели понашање $\delta n_p(x, \omega)$ у фреквентном домену, користићемо се само амплитудама $A(f)$ концентрације фотогенерисаних носилаца, радије него фазама. За израчунавање $A(f)$ коришћена је једначина (42) са различитим вредностима површинских брзина рекомбинације s_1 and s_2 , уз константну вредност запреминског времена живота носилаца ($\tau = 10^{-4}$ s). Коришћене вредности s од 0 m/s и 24 m/s представљају тотално пасивну и активну површину, респективно [20,22,23,31]. Вредност τ одговара претпостављеној вредности N_D [10-12]. Овде морамо нагласити да реално силицијумски полупроводници имају много већи ниво примеса, па самим тим много краће време живота од онога које ми користимо. Тако израчунате $A(f)$ на предњој $\delta n_p(0, \omega)$ и задњој $\delta n_p(l, \omega)$ површини узорка приказане су на слици 31 [5] у функцији фреквенције модулације f .

У случају дебелих узорака резултати показују јако велику вредност $A(f)$ на предњој страни узорка, док је на задњој страни та вредност бар ред величине мања. Кратка нумеричка анализа показује да је $\delta n_p(0, \omega) \sim L$ док је $\delta n_p(l, \omega) \sim L \cdot e^{-l/L}$. Обе вредности $A(f)$ су независне од фреквенције када је задовољен услов $\omega\tau \ll 1$. На вишим фреквенцијама постоји оштар пад вредности $\delta n_p(0, \omega)$ и $\delta n_p(l, \omega)$ које карактеришу различити нагиби. Очигледно је $\delta n_p(l, \omega)$ много осетљивије на дебљину узорка l него $\delta n_p(0, \omega)$.

У случају танких узорака, резултати показују да су вредности амплитуда $\delta n_p(0, \omega)$ и $\delta n_p(l, \omega)$ готово идентичне. На нижим фреквенцијама, њихове вредности су независне од фреквенције, и достижу граничне вредности које су одређене одговарајућим односима s_1 и s_2 . На вишим фреквенцијама однос l/L одређује њихово понашање. У случају $l/L < 1$, очекује се оштар пад обе концентрације са истим нагибом. У случају $l/L \geq 1$, оштар пад $\delta n_p(l, \omega)$ се наставља, док се нагиб $\delta n_p(0, \omega)$ смањује.

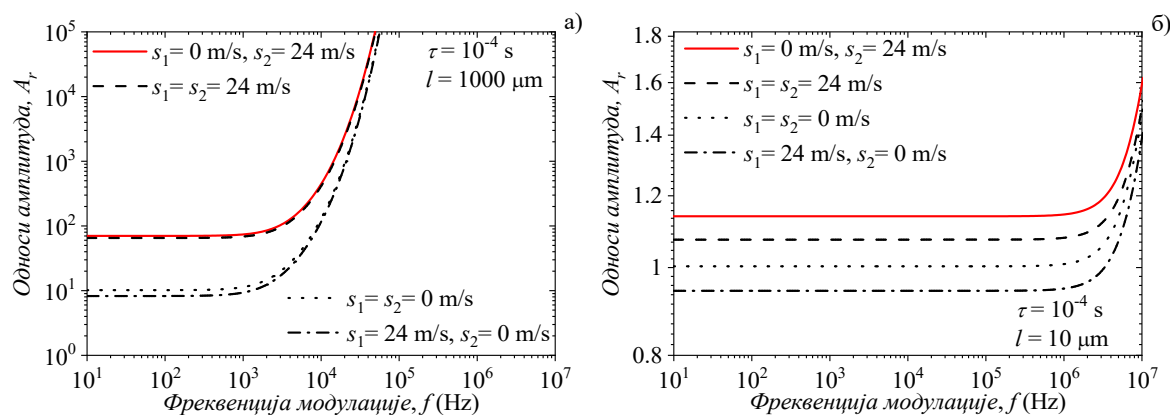


Слика 31. Поређења амплитуда $A(f)$ концентрације фотогенерисаних носилаца $\delta n_p(x, \omega)$ на предњој ($\delta n_p(0, \omega)$ - љубичаста) и задњој ($\delta n_p(l, \omega)$ - светло плаво) површини у зависности од фреквенције модулације f , у случају дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$ - испрекидана линија) и танких ($l = 10 \mu\text{m}$ - пуна линија) узорака. Коришћени су различити односи брзина површинских рекомбинација s_1 и s_2 (а,б,в,г) уз подразумевану константну вредност запреминског времена живота носилаца $\tau = 10^{-4} \text{ s}$ [5].

Изузетак се мора направити у случају потпуне пасивизације обе површине ($s_1 = s_2 = 0$), што је и приказано на слици 31.в. Добијене вредности $\delta n_p(0, \omega)$ и $\delta n_p(l, \omega)$ на нижим фреквенцијама су знатно веће од оних израчунатих за друге односе s_1 и s_2 . На вишим фреквенцијама густине на обе површине почињу да се смањују пратећи L фреквентну зависност, све до $l/L \geq 1$ када почињу да се разликују ($f \approx 10^7 \text{ Hz}$).

Позната је чињеница да правилно схватање утицаја густине носилаца на топлотно стање узорка понекад лежи у анализи промене густине носилаца, а не у њеној апсолутној вредности [13,14]. Знајући то, однос амплитуда концентрације носилаца на предњој и задњој страни узорка ($A_r = |\delta n_p(0, \omega) / \delta n_p(l, \omega)|$) је узет као одговарајући параметар за нашу анализу. Резултати такве анализе у фреквентном домену у зависности од дебљине

узорка и различитих s_1 и s_2 односа приказани су на слици 32 [5]. Као што се може видети са ове слике, највеће вредности односа амплитуда (црвене линије) се добијају када је осветљена предња површина узорка која је идеално пасивизирана док на задњој површини имамо интензивну рекомбинацију. Овај резултат ће се користити у нашој будућој анализи као најповољнији однос брзина рекомбинација при којима су ефекти фотогенерисаних носилаца најочигледнији.



Слика 32. Поређење односа амплитуда $A_r = |\delta n_p(0, \omega) / \delta n_p(l, \omega)|$ концентрација фотогенерисаних носилаца на предњој и задњој страни у зависности од фреквенције модулације f , рачунатих за различите вредности брзина површинских рекомбинација s_1 и s_2 за константно $\tau = 10^{-4}$ s у случају: а) дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$) и б) танких ($l = 10 \mu\text{m}$) узорака [5].

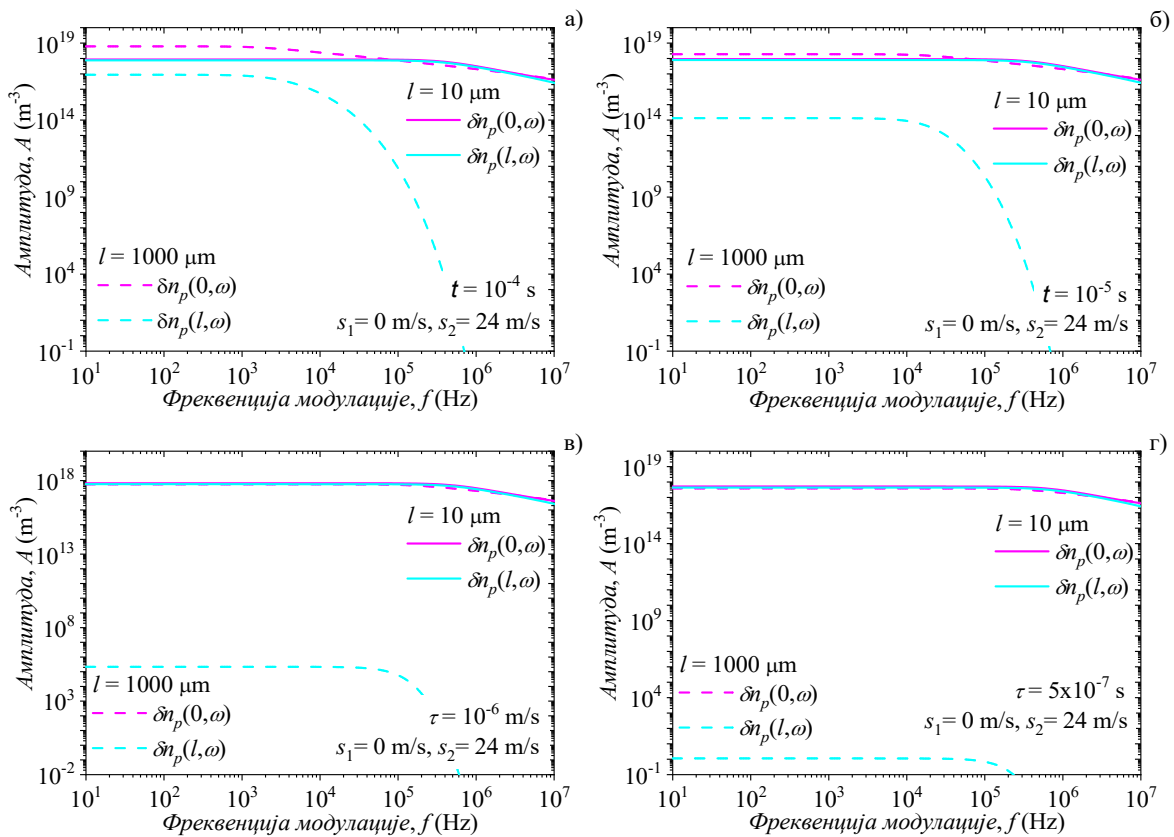
6.1.2. Концентрација носилаца: утицај времена живота

Након проналаска најпогоднијег односа стања површине узорка (пасивизирана осветљена и непасивизирана неосветљена страна), следећи корак у теоријској анализи јесте анализа утицаја времена живота фотогенерисаних носилаца τ на њихове концентрације $\delta n_p(x, \omega)$. Циљ је пронаћи најповољније време живота при коме би ефекти фотогенерисаних носилаца били највидљивији.

За ову анализу поново се користи једначина (42) за израчунавање амплитуде $A(f)$ концентрације фотогенерисаних носилаца $\delta n_p(x, \omega)$ и то за различите вредности времена живота τ и константне вредности $s_1 = 0 \text{ m/s}$ и $s_2 = 24 \text{ m/s}$. Вредности τ су узете у интервалу од 10^{-4} s (спора термализација) до 5×10^{-7} s (брза термализација), што одговара ниском и високом нивоу N_D , респективно. Краће време живота указује и на већи ниво

дефеката Si кристалне решетке и/или већу концентрацију примеса у полупроводнику. Израчунате концентрације на предњој $\delta n_p(0, \omega)$ и задњој $\delta n_p(l, \omega)$ површини узорка у функцији фреквенције модулације f приказане су на слици 33 [5].

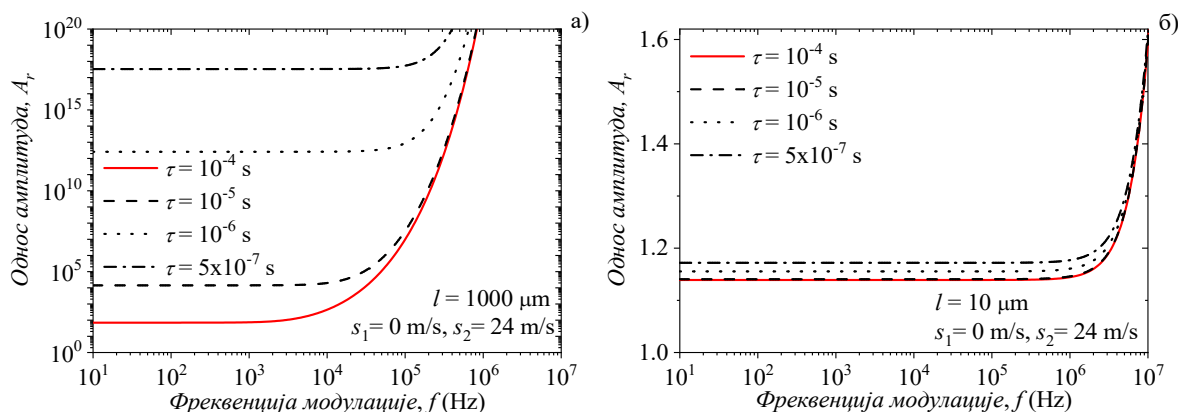
У случају дебљих узорака резултати показују да, поред изузетно веће концентрације фотогенерисаних носилаца на предњој површини, $\delta n_p(l, \omega)$ на задњој површини се нагло смањује смањењем времена живота, достижући граничну вредност од једног носиоца по јединици запремине за $\tau = 5 \times 10^{-7}$ s. Као што је раније већ речено, обе амплитуде концентрације не зависе од фреквенције онда када је $\omega\tau \ll 1$. Види се да амплитуде $\delta n_p(0, \omega)$ и $\delta n_p(l, \omega)$ опадају на већим фреквенцијама са различитим нагибима. Из ове анализе следи да је $\delta n_p(l, \omega)$ много осетљивије на промене τ од $\delta n_p(0, \omega)$.



Слика 33. Поређење амплитуда A густина вишка носилаца $\delta n_p(x)$ на предњој ($\delta n_p(0)$ - љубичаста) и задњој ($\delta n_p(l)$ - светло плава) површини у зависности од фреквенције модулације f , у случају дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$ - испрекидана) и танких ($l = 10 \mu\text{m}$ - пуна линија) узорака. Различите вредности времена живота τ су узете у разматрање (а,б,в,г) уз константан однос s_1 и s_2 [5].

У случају танких узорака, резултати поново показују да су облици амплитуда $\delta n_p(0, \omega)$ и $\delta n_p(l, \omega)$ у фреквентном домену скоро идентични, а да имају слабу зависност од промена времена живота. Израчунате за исти однос s_1 и s_2 , обе вредности амплитуда $\delta n_p(l, \omega)$ остају константне на нижим фреквенцијама, а опадају на вишим пратећи однос l/L . Нису пронађене значајне разлике између амплитуда $\delta n_p(0, \omega)$ и $\delta n_p(l, \omega)$, осим на веома високим фреквенцијама ($l/L_\omega \geq 1$).

У циљу даљњег испитивања утицаја вишка фотогенерисаних носилаца, извршили смо анализу амплитудних односа A_r ($A_r = |\delta n_p(0, \omega) / \delta n_p(l, \omega)|$) у случају дебелих и танки узорака са слике 33. Добијени резултати ове анализе у фреквенцијском домену приказани су на слици 34 [5]. Са слике је јасно да, и код дебелих и код танких узорака, мање вредности односа амплитуда одговарају вишим вредностима τ . У нашем случају веће вредности времена живота значе нижи ниво дефеката и загађивача у узорку. Рад са већим вредностима омогућава једноставнију анализу транспортних ефеката носилаца у узорку. Због тога ће, у нашим даљњим прорачунима, вредност $\tau = 10^{-4}$ s (црвене линије) бити узета као основа за проучавање ефеката вишка носилаца на термичка својства полупроводника.



Слика 34. Поређења односа амплитуда A_r концентрације фотогенерисаних носилаца између предње и задње површине $|\delta n_p(0, \omega) / \delta n_p(l, \omega)|$ полупроводника у зависности од фреквенције модулације f , израчунате за различите вредности времена живота τ и константан однос s_1 и s_2 у случају: а) дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$) и б) танких ($l = 10 \mu\text{m}$) узорака [5].

6.1.3. Укупна површинска температура: допринос вишка носилаца

На основу резултата добијених у претходним одељцима и утврђеним најповољнијим вредностима параметара $s_1 = 0$ m/s, $s_2 = 24$ m/s и $\tau = 10^{-4}$ s, коришћеним за испитивање утицаја вишка носилаца, зависности укупних расподела температуре $T_s(x, \omega)$ и њених компоненти ($T_{\text{therm}}(x, \omega)$, $T_{\text{br}}(x, \omega)$ и $T_{\text{sr}}(x, \omega)$) од фреквенције модулације f приказане су на сликама 35 и 36 [5]. Њихове нормализоване амплитуде A_n и фазе φ су израчунате помоћу једначине (53) [4,14,15]:

$$T_s(x, \omega) = T_{\text{therm}}(x, \omega) + T_{\text{br}}(x, \omega) + T_{\text{sr}}(x, \omega), \quad (107)$$

где су компоненте дефинисане једначинама (50-52) [4,14,15]:

$$T_{\text{therm}}(x, \omega) = \frac{I_0}{k} \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{\varepsilon} \frac{\beta}{\beta^2 - \sigma^2} \left\{ b \frac{\cosh[\sigma(x-l)] - e^{-\beta l} \cosh(\sigma x)}{\sinh(\sigma l)} - e^{-\beta x} \right\}, \quad (108)$$

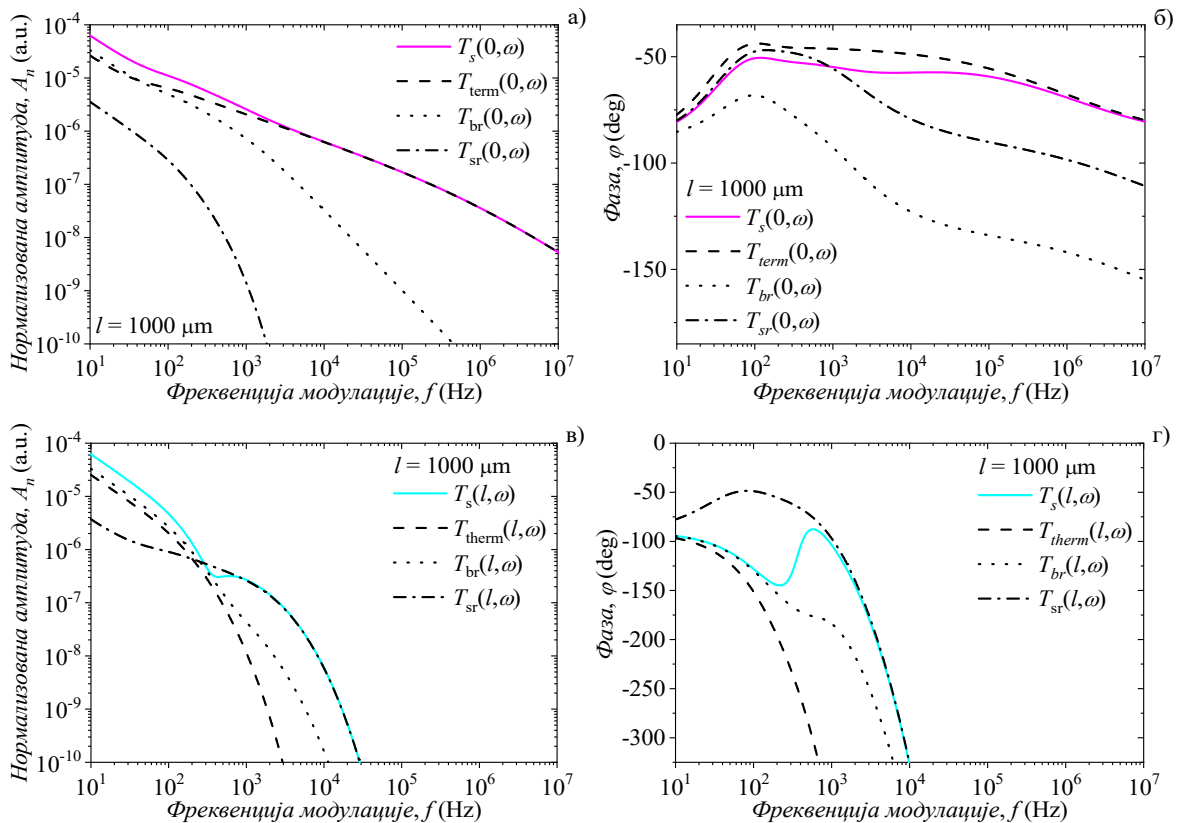
$$T_{\text{sr}}(x, \omega) = \frac{\varepsilon_g}{k\sigma} \frac{s_2 \delta n_p(l, \omega) \cosh(\sigma x)}{\sinh(\sigma l)}. \quad (109)$$

$$T_{\text{br}}(x, \omega) = \frac{\varepsilon_g B_1}{\tau k \sigma^2} \left[\frac{B_2 e^{\sigma x} + B_3 e^{-\sigma x}}{2 \sinh(\sigma l)} - \frac{1}{c^2 - 1} \left(\frac{\delta n_p(x, \omega)}{B_1} + \frac{b^2 - c^2}{b^2 - 1} e^{-\beta x} \right) \right], \quad (110)$$

на предњој ($x=0$) и задњој ($x=l$) површини у случају дебелих и танки узорака. Нормализација амплитуда извршена је користећи исте вредности интензитета светлости I_0 како би различите компоненте расподеле температуре биле упоредиве једне са другима. Сва израчунавања су извршена под претпоставком да је апсорпција упадног зрачења светлости у срединама које окружују узорак (ваздух) занемарљива.

У случају дебелих узорака, резултати показују да је на предњој површини (слика 35.а,б) и на нижим фреквенцијама ($f < 10^3$ Hz) допринос фотогенерисаних носилаца у $T_s(0, \omega)$ значајан кроз $T_{\text{br}}(0, \omega)$ компоненту запреминске рекомбинације. На вишим

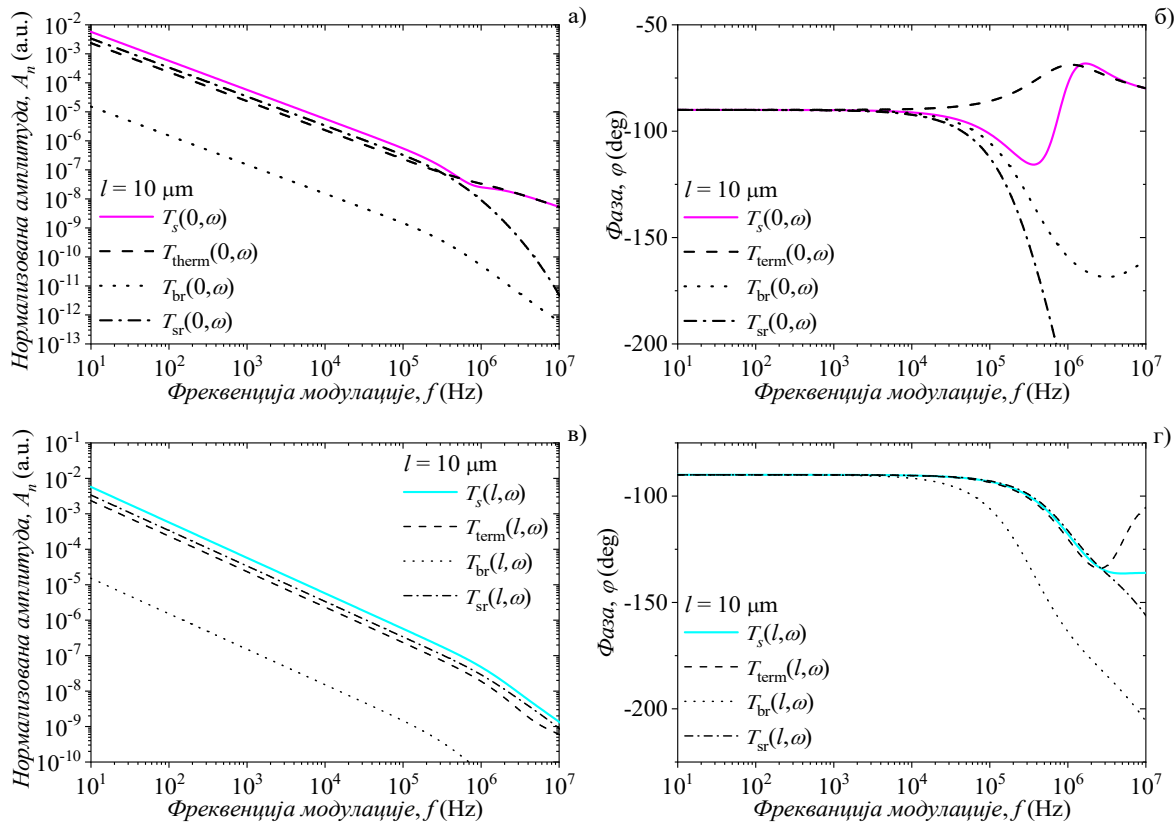
фреквенцијама ($f > 10^3$ Hz), превладава $T_{\text{therm}}(0, \omega)$ компонента, тако да нема значајнијег доприноса носилаца вредности $T_s(0, \omega)$. Компонента $T_{\text{sr}}(0, \omega)$ је занемарљива у целом фреквентном опсегу, што се и могло очекивати ($s_1 = 0$ m/s). На задњој површини (слика 35.в,г), допринос вишка носилаца вредности $T_s(l, \omega)$ се може наћи у целом фреквентном опсегу: на нижим фреквенцијама имамо значајан допринос компоненте $T_{\text{br}}(l, \omega)$; на вишим фреквенцијама превладава допринос $T_{\text{sr}}(l, \omega)$ ($s_2 = 24$ m/s). Ова анализа потврђује раније добијене резултате [15,16] и мора да важи за све дебљине узорка за које је $l/L_p > 1$.



Слика 35. Поређења нормализованих амплитуда A_n и фаза φ површинских расподела температура $T_s(x, \omega)$ на предњој (а,б - пуна љубичаста) и задњој површини (в,г - пуна светло плава) дебелог узорка ($l = 1000 \mu\text{m}$), са доприносима термализационе ($T_{\text{therm}}(x, \omega)$ - испрекидана), запреминске ($T_{\text{bulk}}(x, \omega)$ - тачкаста) и површинске рекомбинационе ($T_{\text{sr}}(x, \omega)$ - испрекидано-тачкаста линија) компоненте у зависности од фреквенције модулације f [5].

У случају танких узорака резултати показују да је на предњој површини (слика 36.а,б) допринос фотогенерисаних носилаца у $T_s(0, \omega)$ значајан у скоро читавом

фреквентном опсегу преко компоненте површинске рекомбинације $T_{sr}(0, \omega)$. Само на врло високим фреквенцијама ($f > 10^5$ Hz) доминира $T_{therm}(0, \omega)$ компонента, тако да се ту не може пронаћи значајан допринос вишка носилаца укупној $T_s(0, \omega)$. Компонента $T_{br}(0, \omega)$ је занемарљива у целом фреквентном опсегу, што се и очекује ($l \ll L_p$).

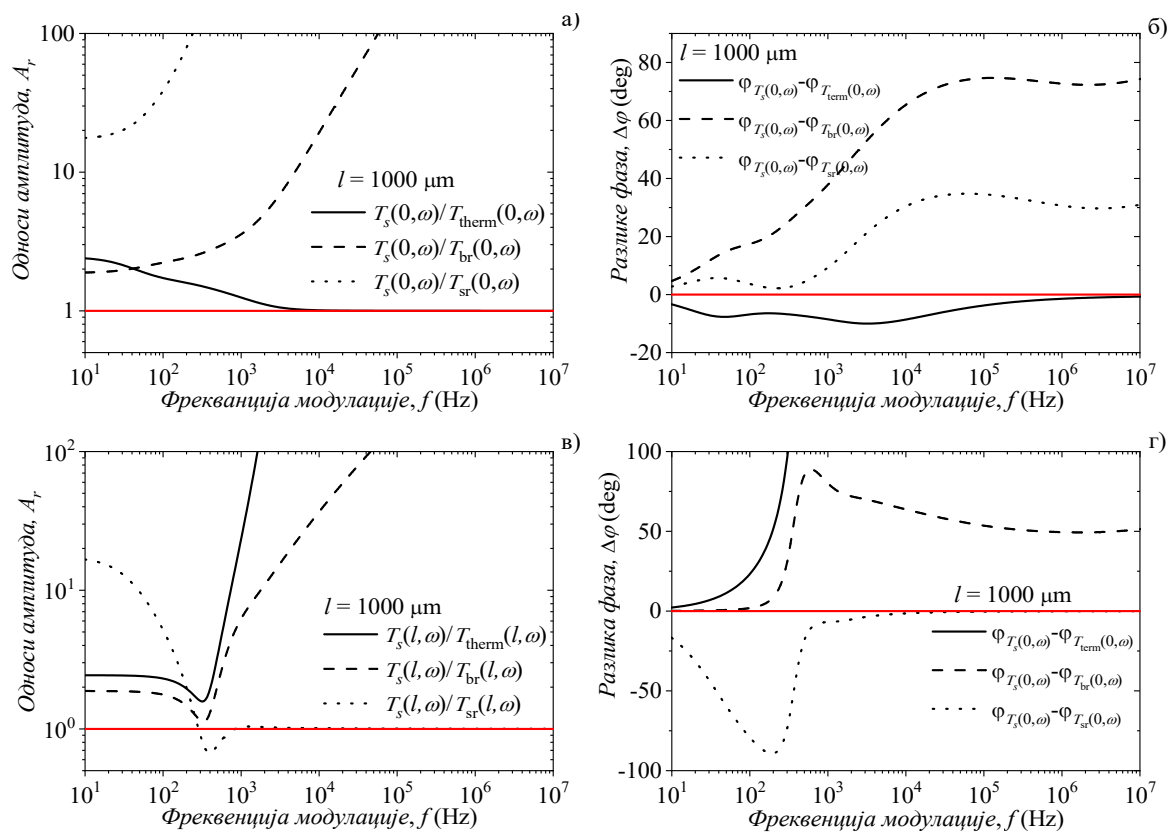


Слика 36. Поређења нормализованих амплитуда A_n и фаза φ површинских расподела температура $T_s(x, \omega)$ на предњој (а,б - пуна љубичаста) и задњој површини (в,г - пуна светло плава) танког узорка ($l = 10 \mu\text{m}$), са доприносима термализационе ($T_{therm}(x, \omega)$ - испрекидана), запреминске ($T_{bulk}(x, \omega)$ - тачкаста) и површинске рекомбинационе ($T_{sr}(x, \omega)$ - испрекидано-тачкаста линија) компоненте у зависности од фреквенције модулације f [5].

На задњој површини (слика 36.в,г), допринос носилаца вредности $T_s(l, \omega)$ може се наћи у читавом фреквентном опсегу, где $T_{sr}(l, \omega)$ компонента доминира. Колико знамо, нарочито у случају виших фреквенција, ова врста $T_s(l, \omega)$ анализе није представљена ни у једном до сада објављеном раду у часопису. Она мора да важи за све дебљине узорка за које важи да је $l/L_p < 1$, указујући на могућност да би, у случају танких узорка и виших

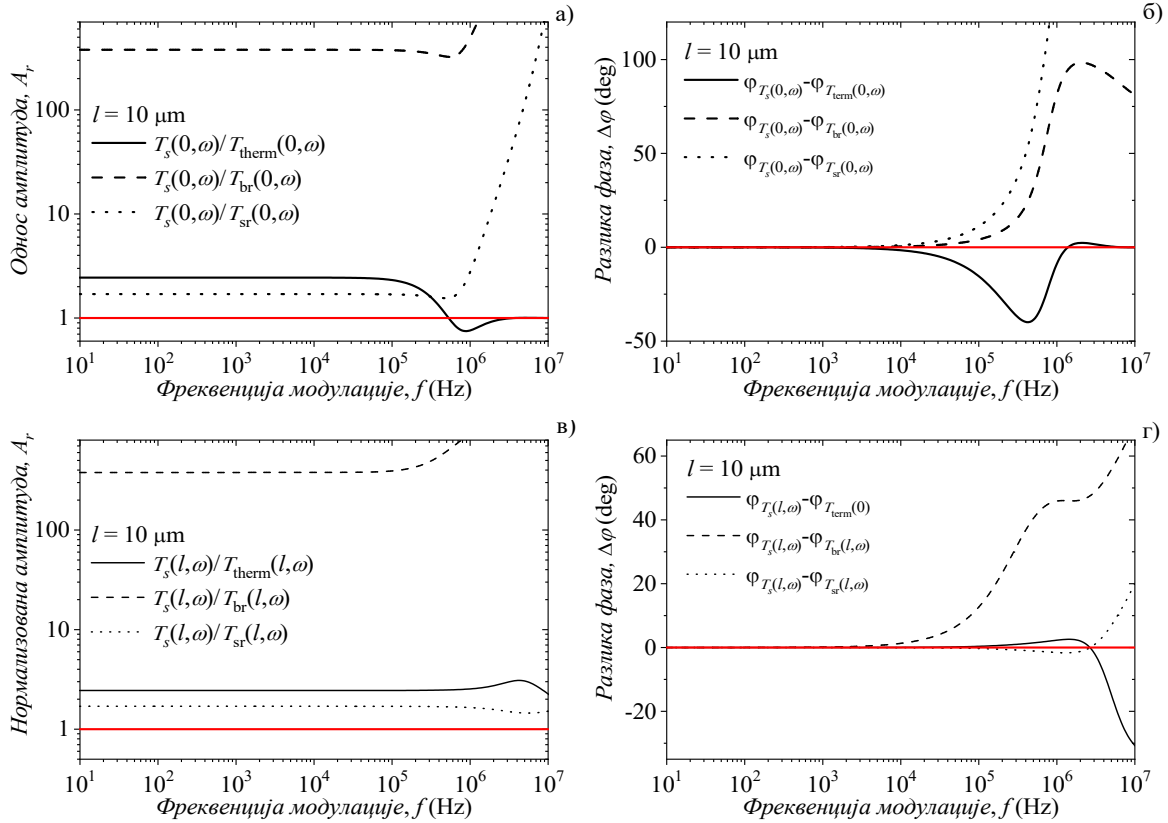
фреквенција, вредности $T_s(0, \omega)$ на предњој осветљеној површини узорка могле да падну много брже него вредности $T_s(l, \omega)$ задње неосветљене стране. Такво понашање $T_s(x, \omega)$ може резултирати великом променом ФА и ФТ сигнала, посебно оних који узимају у обзир температуре са обе површине (нпр. ФА термоеластични сигнали) [22,23,31].

На основу резултата приказаних на сликама 35 и 36, анализирали смо односе амплитуда A_r и разлике фаза $\Delta\varphi$ између $T_s(x, \omega)$ и $T_i(x, \omega)$, где је $i = \text{therm, br}$ и sr . Резултати такве анализе [5] су приказани на сликама 37 и 38 за дебеле и танке узорке, респективно.



Слика 37. Поређење односа амплитуда A_r и разлика фаза $\Delta\varphi$ на предњој (а,б) и задњој површини (в,г) дебелог узорка ($l = 1000 \mu\text{m}$) у зависности од фреквенције модулације f [5].

Очигледно је да задња површина код свих врста узорка има највећи утицај фотогенерисаних носилаца. Због тога можемо да препоручимо трансмисиону конфигурацију као најповољнију експерименталну ФА или ФТ схему (поставку) за проучавање утицаја слободних носилаца на термална стања површина силицијума.



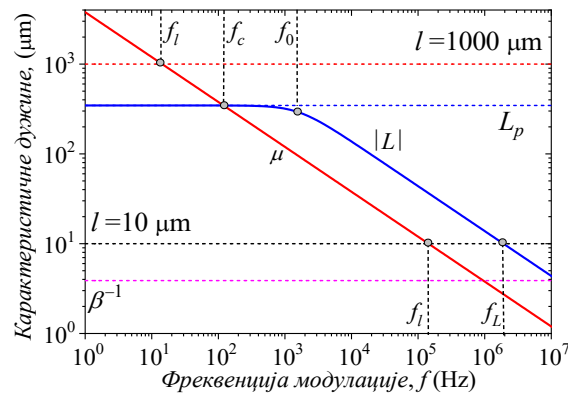
Слика 38. Поређење односа амплитуда A_r и разлика фаза $\Delta\phi$ на предњој (а,б) и задњој површини (в,г) танког узорка ($l = 10 \mu\text{m}$) у зависности од фреквенције модулације f [5].

6.1.4. Температурне расподеле са и без утицаја носилаца

Следећи корак у теоријским разматрањима температурних расподела јесте поређење случаја осветљавања полупроводника „са“ и „без“ фотогенерације носилаца, како би се јасно уочио утицај носилаца. Параметри који су коришћени при симулацијама на собној температури ($T_{\text{amb}} = 300 \text{ K}$) у оба случаја сумирани су у Табели 2 [4,5], са изузетком времена живота мањинских носилаца, које је у случају „без“ носилаца износило $\tau = 10^{-8} \text{ s}$ (врло брза термализација).

Прво, осврнимо се на један интересантан детаљ. Једначине (50-53) показују да постоји компликована зависност температурних расподела од релативних односа величина l , μ , β и $|L|$, приказаних на слици 39 [4]. Обележимо на слици 39 неке карактеристичне фреквенције f_l , f_c , f_L and $f_f = \tau^{-1}$ које се дефинишу под условима $l = \mu$, $|L| = \mu$, $|L| = l$ и $\omega\tau = 1$, респективно.

Концентрација донора	$N_D = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$	Мобилност мањинских носилаца (шупљина)	$\eta_p = 465 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Време живота мањинских носилаца	$\tau = 10^{-4} \text{ s}$	Термални напон	$V_T = 0.0258 \text{ V}$
Коефицијент дифузије мањинских носилаца	$D_p = 1.2 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	Специфична отпорност	$\rho_{\text{Si}} = 2.37 \text{ } \Omega \cdot \text{cm}$
Густина	$\rho = 2.33 \times 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Специфична топлота	$c = 712 \text{ J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$
Коефицијент топлотне проводљивости	$k = 150 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Коефицијент топлотне дифузије	$D = 0.90 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$
Оптичка рефлективност	$R = 0.35$	Апсорпциони коефицијент	$\beta = 2.58 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$
Енергија екситације	$\varepsilon = 1.88 \text{ eV}$	Енергија процепа	$\varepsilon_g = 1.12 \text{ eV}$
Брзина рекомбинације на предњој страни	$s_1 = 0$	Брзина рекомбинације на задњој страни	$s_2 = 24 \text{ m/s}$



Слика 39. Фреквентне зависност итермалне дифузионе дужине (μ) и модула комплексне дифузионе дужине фотогенерисаних носилаца (L) у поређењу са оптичком дужином продирања β^{-1} и различитим дебљинама узорка l [4].

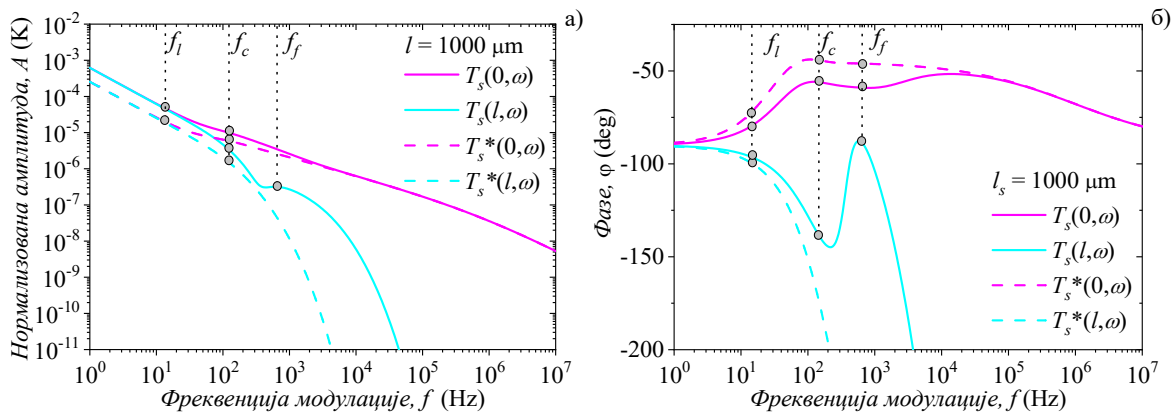
У даљној анализи за случај температурних расподела „са“ утицајем фотогенерисаних носилаца користимо ознаку $T_s(x, \omega)$, а за случај „без“ носилаца користимо исту ознаку али са звездicom: $T_s^*(x, \omega)$. Сви прорачуни урађени су користећи се једначинама (53) и (54):

$$T_s(x, \omega) = T_{\text{therm}}(x, \omega) + T_{\text{br}}(x, \omega) + T_{\text{sr}}(x, \omega), \quad (111)$$

$$T_s^*(x, \omega) = \frac{I_0^* \beta^*}{k \beta^{*2} - \sigma^2} \left\{ b \frac{\cosh[\sigma(x-l)] - e^{-\beta^* l} \cosh(\sigma x)}{\sinh(\sigma l)} - e^{-\beta^* x} \right\}. \quad (112)$$

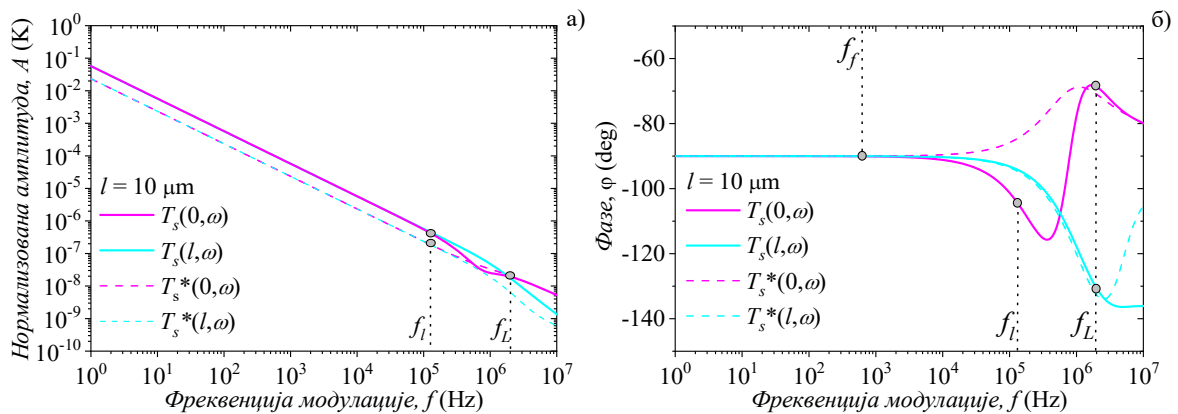
Нормализоване амплитуде $A(f)$ и фазе $\varphi(f)$ температурних расподела ($T_s(x, \omega)$ - пуна, $T_s^*(x, \omega)$ - испрекидана) на предњој осветљеној ($x=0$, љубичаста) и задњој неосветљеној ($x=l$, светло плава) површини узорка су приказане на сликама 40 [4] (плазма-дебели узорак – 1000 μm) и 41 [4] (плазма-танки узорак – 10 μm) у функцији фреквенције модулације f . Нормализација је извршена под претпоставком да је у обе једначине (53 и 54) $I^* = I_0(\varepsilon - \varepsilon_g)/\varepsilon$ и $\beta^* = \beta$. Карактеристичне фреквенције f_c , f_l , f_L и $f_f = \tau^{-1}$ са слике 38 означене су на сликама 40 и 41, такође.

Очигледне разлике између $T_s^*(x, \omega)$ и $T_s(x, \omega)$ на последњим сликама потичу искључиво од утицаја фотогенерисаних носилаца због њиховог понашања као носилаца енергије у временском периоду од њиховог стварања (генерације) до нестајања (рекомбинације). У случају плазма-дебелих узорак (слика 40), јак утицај рекомбинације носилаца је евидентан, како на предњој тако и на задњој страни, на ниским фреквенцијама модулације ($f < 10^3$ Hz). На вишим фреквенцијама ($f > 10^3$ Hz) јак утицај рекомбинација се види само на задњој страни узорка.



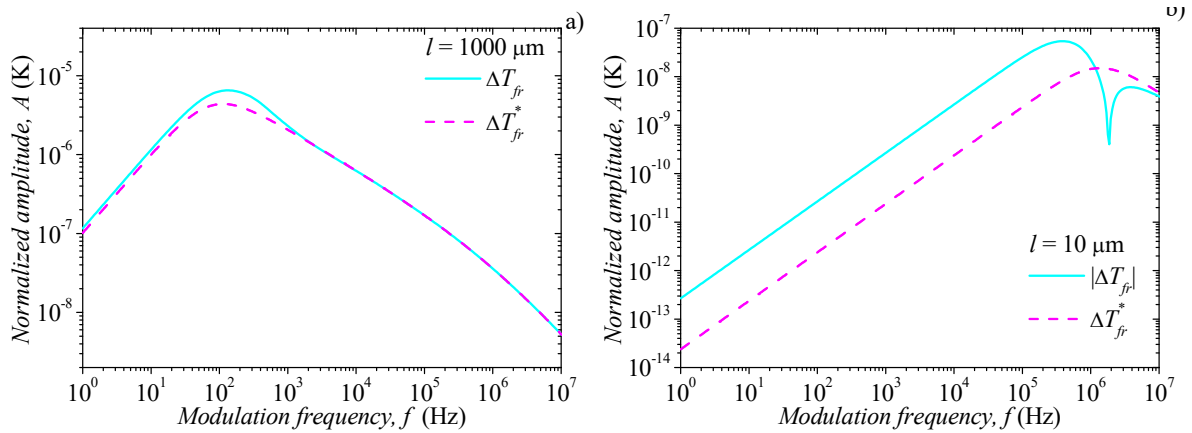
Слика 40. Поређења а) нормализованих амплитуда A и б) фазе φ температурних расподела на предњој (љубичаста) и задњој (светло плава) површини узорка, „са“ (пуна) и „без“ (испрекидана) утицаја фотогенерисаних носилаца, у функцији модулационе фреквенције f , у случају плазма-дебелог узорка ($l = 1000 \mu\text{m}$) [4].

Температурне разлике $\Delta T_{fr}(x, \omega) = T_s(0, \omega) - T_s(l, \omega)$ између предње и задње стране у случају „са“ носиоцима се разликују од истих $\Delta T_{fr}^*(x, \omega) = T_s^*(0, \omega) - T_s^*(l, \omega)$ у случају „без“ носилаца ($\Delta T_{fr}(x, \omega) > \Delta T_{fr}^*(x, \omega)$) понајвише због значајног пораста температуре на задњој страни.



Слика 41. Поређења а) нормализованих амплитуда A и б) фаза ϕ температурних расподела на предњој (љубичаста) и задњој (светло плава) површини узорка, „са“ (пуна) и „без“ (испрекидана) утицаја фотогенерисаних носилаца, у функцији модулационе фреквенције f , у случају плазма-танког узорка ($l = 10 \mu\text{m}$) [4].

У случају плазма-танких узорка (слика 41) рекомбинација фотогенерисаних носилаца доминира: на предњој површини (љубичасто) на $f < 10^5$ Hz; на задњој површини (светло плаво) на свим фреквенцијама. Интересантан ефекат се може запазити на вишим фреквенцијама; температура на предњој осветљеној површини у случају „са“ носиоцима пада много брже него на задњој неосветљеној, доводећи до тога да је за одређени фреквентни опсег $\Delta T_{fr}(x) < \Delta T_{fr}^*(x)$. Такво понашање представља значајну промену температурне разлике што истовремено мења еластичне особине узорка тј. за исте услове осветљавања смањује интензитет савијања. Вредност $\Delta T_{fr}(x)$ се мења на описани начин захваљујући специјалним условима на крајњим површинама узорка [5]: пасивизирана предња ($s = 0$) и непасивизирана задња ($s = 24 \text{ m/s}$). Било која друга комбинација s неће довести до таквог пада разлике температура.



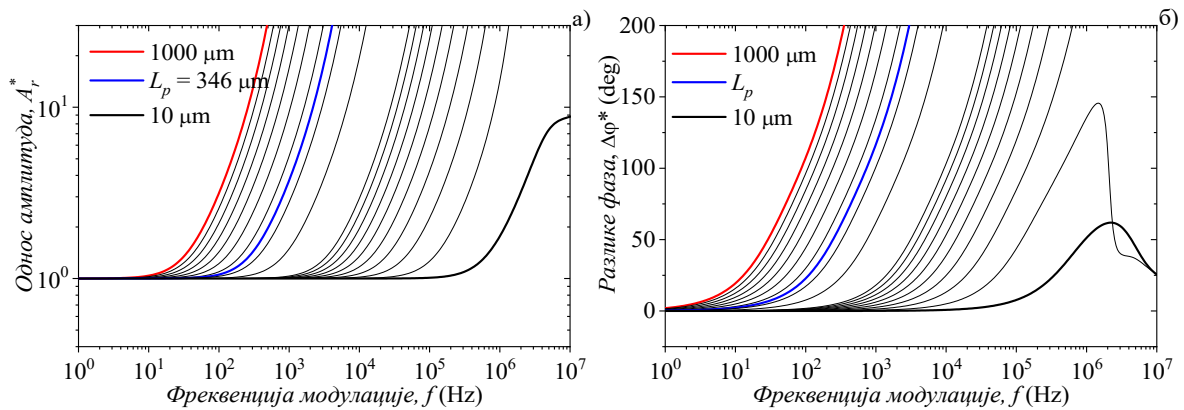
Слика 42. Поређење температурних разлика између предње и задње површине узорка у случајевима а) плазма-дебелих ($l = 1000 \mu\text{m}$) и б) плазма танких ($l = 10 \mu\text{m}$) узорака, у случајевима „са“ (пуна) и „без“ (испрекидана) носилаца, у функцији фреквенција модулације f [4].

Графици температурних разлика у фреквентном домену, на основу података са слика 40 и 41, представљени су на слици 42 [4]: а) $1000 \mu\text{m}$ ($\Delta T_{fr}(x)$ и $\Delta T_{fr}^*(x)$) и б) $10 \mu\text{m}$ ($|\Delta T_{fr}(x)|$ and $\Delta T_{fr}^*(x)$).

6.1.5. Амплитудни односи и разлике фаза температура

Претходна анализа заснована на расту и паду температура на предњој осветљеној и задњој неосветљеној страни узорка полупроводника може се посматрати као добар апроксимативни приступ разумевању транспорта топлоте под снажним утицајем фотогенерисаних носилаца и њиховог понашања као носилаца топлоте између генерације и рекомбинације. Апроксимативан је у том смислу да су многи ефекти изостављени као занемарљиви због услова под којим су изведене симулације (нпр. утицај вишеструких рефлексија, ефекти електричног поља између фотогенерисаних електрона и шупљина, ефекти промене таласне дужине зрачења на ефикасност апсорпције, итд.). И поред тога приказани приступ анализе омогућава нам да генерализујемо понашање температурних расподела у фреквентном домену у односу на плазма-дебеле ($l/L_p > 1$) и плазма-танке ($l/L_p < 1$) узорке. У ту сврху згодно је узети односе амплитуда и разлике фаза величина $T_s(x, \omega)$ and $T_s^*(x, \omega)$ на предњој ($x = 0$) и задњој ($x = l$) површини узорка, пратећи исте процедуре израчунавања температура и нормализације као и у претходним поглављима.

На слици 43 [4] приказани су резултати амплитудних односа $A_r^* = A_{T_s^*(0,\omega)}^l / A_{T_s^*(l,\omega)}^l$ и фазних разлика $\Delta\varphi^* = \varphi_{T_s^*(0)}^l - \varphi_{T_s^*(l)}^l$ у случају „без“ носилаца $T_s^*(x, \omega)$ у функцији дебљина узорака l и модулационе фреквенције f . Дебљине узорака су мењане у корацима од $100 \mu\text{m}$ за област од 1 mm до $100 \mu\text{m}$, док је у области од $90 \mu\text{m}$ до $10 \mu\text{m}$ корак промене био $10 \mu\text{m}$. Вредност $L_p = 346 \mu\text{m}$ (плава линија) представља граничну линију између плазма-дебелих и плазма-танких узорака. Обе величине, и A_r^* и $\Delta\varphi^*$, представљене су глатким кривама које расту монотонно са порастом фреквенције, увек имајући вредности $A_r^* \geq 1$ и $\Delta\varphi^* \geq 0$ у читавом фреквентном домену без обзира на дебљину. Изузетак је једино видљив на највишим фреквенцијама за дебљине мање од $30 \mu\text{m}$, када температурни градијент дуж дебљине узорка постаје јако мали па због тога $A_r^* \rightarrow 1$ и $\Delta\varphi^* \rightarrow 0$. За објашњења оваквог понашања потребна је детаљнија анализа, која пре свега укључује вишеструке рефлексије светлосног зрака на предњој ($\beta l < 2$) и задњој страни узорка ($\beta l < 5$).

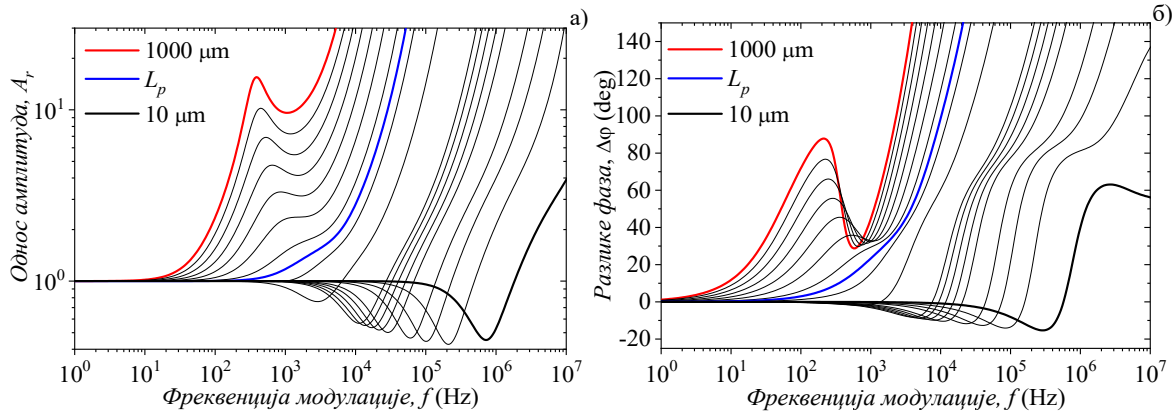


Слика 43. Поређење а) односа амплитуда A_r^* , и б) разлике фаза $\Delta\varphi^*$ температурних расподела $T_s^*(x, \omega)$ у случају плазма-танких и плазма-дебелих узорака „без“ носилаца као функције фреквенције модулације f .

Вредност $L_p = 346 \mu\text{m}$ [4].

Идентична анализа урађена је и за случај „са“ носиоцима: $T_s(x, \omega)$. Резултати анализе представљени су на слици 44 [4]. Сада $A_r = A_{T_s(0)}^l / A_{T_s(l)}^l$ и $\Delta\varphi = \varphi_{T_s(0)}^l - \varphi_{T_s(l)}^l$ нису монотоне функције већ формирају структуре налик пиковима, што јесте показатељ утицаја рекомбинације фотогенерисаних носилаца. Вредност $L_p = 346 \mu\text{m}$ (плава линија) представља граничну вредност која указује на суштинске разлике у понашању A_r и $\Delta\varphi$ у

односу на претходни случај. Вредности A_r су увек: а) ≥ 1 у случају плазма-дебелих узорка у читавом опсегу f и б) ≤ 1 у случају плазма танких узорка у широком опсегу f . Вредности $\Delta\varphi$ су увек: а) ≥ 0 у случају плазма-дебелих узорка у читавом f опсегу и б) ≤ 0 у случају плазма-танких узорка у широком f опсегу.



Слика 44. Поређење а) односа амплитуда A_r и б) разлика фаза $\Delta\varphi$ температурних расподела $T_s(x, \omega)$ у случају плазма-танких и плазма-дебелих узорка „са“ носиоцима као функције фреквенције модулације f . Вредност

$$L_p = 346 \mu\text{m} [4].$$

Поређењем слика 43 и 44 јасно је да односи амплитуда и разлике фаза јако зависе од утицаја фотогенерисаних носилаца. На основу приказаних резултата може се закључити да, уопштено говорећи, фотогенерисани носиоци као носиоци топлоте могу да изазову интензивне температурне промене у полупроводницима, како на површинама тако и у запремини. На тај начин могу изазвати различите термалне реакције узорка, поготово термоеластичне (савијење нпр.). Такве реакције се могу уочити и посматрати, на пример, помоћу фотоакустике. Један од начина би могао да буде помоћу посматрања термоеластичне компоненте $\delta\varphi_{\text{TE}}(f)$ фотоакустичког сигнала, знајући да постоји снажна повезаност између савијања узорка, температурних разлика у њему и расподела температура на површинама и у запремини полупроводника (једначина (87)).

6.1.6. Термоеластична компонента фотоакустичког сигнала

Користећи се једначином (87) израчунате су термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала у случајевима „без“:

$$\delta p_{TE}^*(f) = \alpha_T \frac{\gamma p_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} \int_{-l/2}^{l/2} x T_s^*(x, \omega) dx, \quad (113)$$

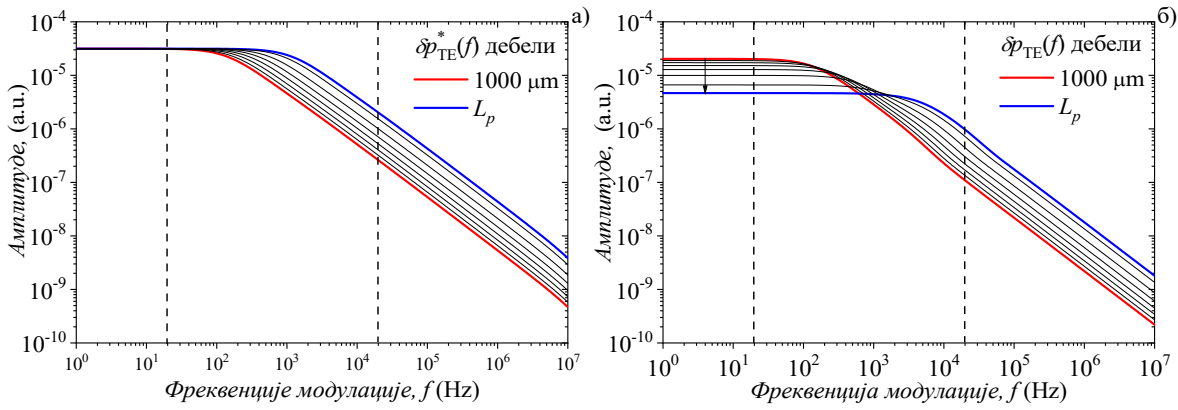
и „са“ носиоцима:

$$\delta p_{TE}(f) = \alpha_T \frac{\gamma p_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} \int_{-l/2}^{l/2} x T_s(x, \omega) dx. \quad (114)$$

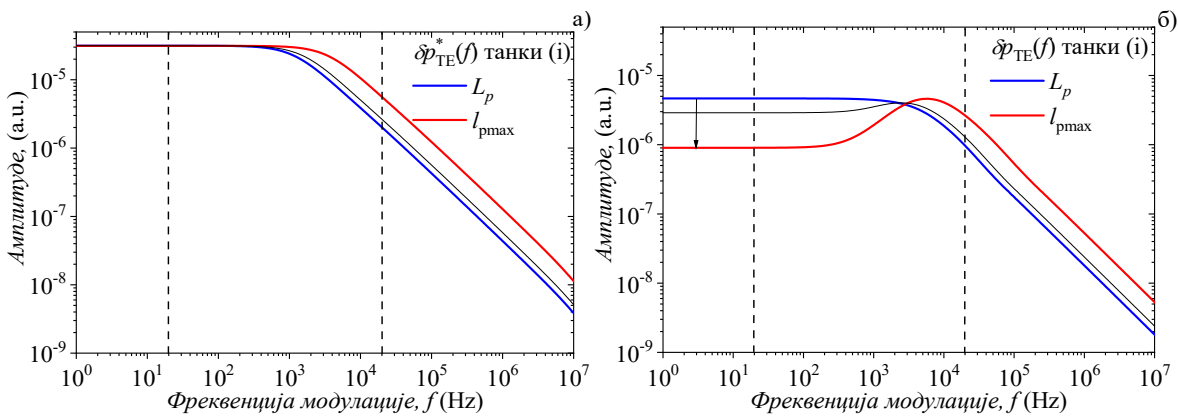
Одговарајуће амплитуде приказане су на сликама 45-47 [4], како за плазма-дебеле тако и за плазма-танке узорке. У складу са претходним $T_s(x, \omega)$ (једначина (67)) и $T_s^*(x, \omega)$ (једначина (68)) истраживањем, анализа термоеластичних компоненти је извршена у целокупном фреквентном домену, увек имајући у виду да је стандардни домен фотоакустике од 20 Hz до 20 kHz (испрекидане линије). Треба имати у виду да, у практичном смислу, коришћење фреквенција већих од 10 MHz има више теоријског смисла, јер су на високим фреквенцијама температурне варијације толико мале да стварају звук врло слабог интензитета, који је тешко мерљив. Промене дебљина су истоветне корацима промене дебљина приказаних на сликама 43 и 44.

Анализирајући једначине (87, 113, 114) јасно је да амплитуде термоеластичне – ТЕ компоненте јако зависе од односа (вредност интеграла)/ l^3 . Вредност интеграла јако зависи, поред осталог, од разлика температура и њихових односа. Разумно је претпоставити да су било какве промене $\Delta T_{fr}(x)$ и A_r одговорне и за промене и понашање амплитуда $\delta p_{TE}(f)$, такође. Резултати приказани на сликама 45-47 указују на чињеницу да фотогенерисани носиоци смањују вредности разлике и односа температура услед њиховог активног учешћа у трансферу (преношењу) топлоте.

У случају плазма-дебелих узорака интензитет амплитуде $\delta p_{TE}(f)$ на ниским фреквенцијама ($f < 10^3$ Hz) опада у односу на константне амплитуде $\delta p_{TE}^*(f)$ (слика 45) понајвише због мањег односа амплитуда ($A_r(f) < A_r^*(f)$) између температура предње и задње стране узорка. То је и разлог зашто је површина испод A_r мања у односу на површину испод A_r^* (упоредите слику 44.а и 44.б). Ефекат опадања амплитуде $\delta p_{TE}(f)$ је већи како се дебљина узорка смањује.



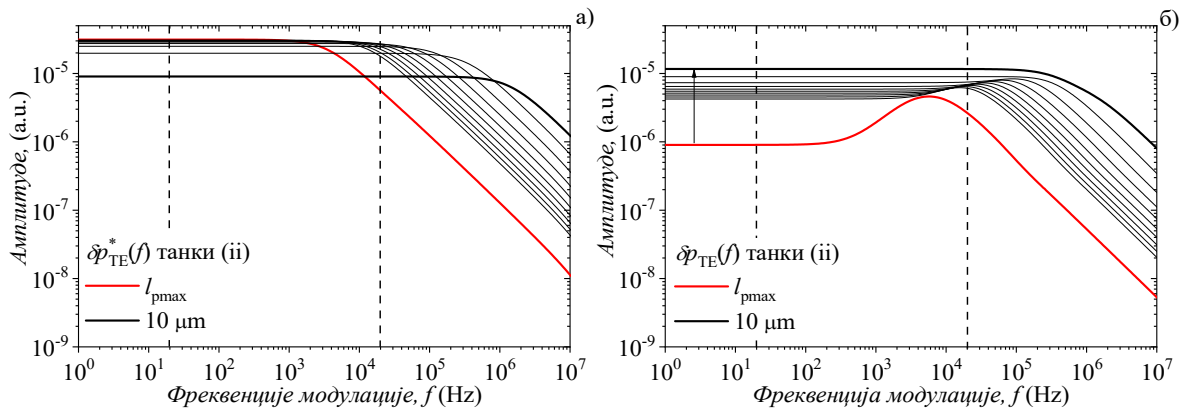
Слика 45. Поређење амплитуда термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала а) „без“ $\delta p_{TE}^*(f)$ и б) „са“ $\delta p_{TE}(f)$ утицајем фотогенерисаних носилаца у зависности од фреквенције модулације f , у случају плазма-дебелих узорака дебљина $L_p \leq l \leq 1000 \mu\text{m}$. Стрелице означавају смер опадања амплитуде указујући да то смањење прати смањење дебљине узорка. $L_p = 346 \mu\text{m}$ [4].



Слика 46. Поређење амплитуда термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала а) „без“ $\delta p_{TE}^*(f)$ и б) „са“ $\delta p_{TE}(f)$ утицајем фотогенерисаних носилаца у зависности од фреквенције модулације f , у случају плазма-танких узорака дебљина $l_{\text{max}} \leq l \leq L_p$. Стрелице означавају смер опадања амплитуде указујући да то смањење прати смањење дебљине узорка. $L_p = 346 \mu\text{m}$, $l_{\text{max}} = 200 \mu\text{m}$ [4].

У случају плазма-танких узорака (слике 46 и 47), ефекти промене интензитета и облика амплитуде $\delta p_{TE}(f)$ могу се раздвојити на ефекте ниских ($f < 10^3 \text{ Hz}$) и високих ($f > 10^3 \text{ Hz}$) фреквенција модулације. У случају ниских фреквенција разликујемо две фазе понашања: i) опадање интензитета од $l = L_p$ до $l = l_{\text{pmax}} = 200 \mu\text{m}$ (слика 47.б), и ii) пораст од $l = l_{\text{pmax}}$ до $l = 10 \mu\text{m}$ (слика 47.б). Стрелице указују на тренд промене амплитуде како се дебљина узорка смањује. Пад у фази i) објашњава се на исти начин као

и у случају плазма-дебелих узорака (преваладава однос амплитуда). Пораст амплитуде у фази ii) објашњава се чињеницом да, у случају веома танких узорака, $|\Delta T_{fr}(x)|$ преваладава у амплитудским израчунавањима (једначина (114)). На вишим фреквенцијама структуре амплитуде $\delta\varphi_{TE}(f)$ јављају се и нестају пратећи радије понашање $|\Delta T_{fr}(x)|$ него односе амплитуда, специјално када је $f > 10^3$ Hz (слика 47.б).



Слика 47. Поређење амплитуда термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала а) „без“ $\delta\varphi_{TE}^*(f)$ и б) „са“ $\delta\varphi_{TE}(f)$ утицајем фотогенерисаних носилаца у зависности од фреквенције модулације f , у случају плазма-танких узорака дебелина $10 \mu\text{m} \leq l \leq l_{r\text{max}}$. Стрелице означавају смер опадања амплитуде указујући да то смањење прати смањење дебелине узорка. $L_p = 346 \mu\text{m}$, $l_{r\text{max}} = 200 \mu\text{m}$ [4].

Захваљујући резултатима који су приказани на сликама 45-47 [4], може се закључити да, у случају плазма-танких полупроводничких узорака, постоји могућност губитка ТЕ компоненте из укупног фотоакустичког сигнала искључиво због утицаја фотогенерисаних носилаца, остављајући тако термо-дифузиону компоненту да доминира у читавом фреквентном домену фотоакустике.

6.1.7. Закључна разматрања

Теоријска анализа утицаја фотогенерисаних носилаца на динамичку расподелу температура и термоеластичног фотоакустичног сигнала силицијума n -типа изведена је за фреквенције модулације у распону од 1 до 10^7 Hz и различите дебелине узорка, квалитета његових површина и времена живота носилаца. То је учињено упоређивањем амплитуде и фазе температуре и термоеластичне компоненте фотоакустичних сигнала у случајевима

„са“ и „без“ присуства фотогенерисаних носилаца, при чему је посебна пажња посвећена присуству карактеристичних пикова односа амплитуда и разлика фаза између температура на предњој осветљеној и задњој неосветљеној површини узорка. Показано је да се ови пикови појављују на вишим фреквенцијама модулације генеришући снажне термоеластичне ефекте. Постојање пикова се може разумети као својеврсна идентификација (као отисак прста) постојања фотогенерисаних носилаца и њиховог динамичног присуства у узорку. Интензивнији пикови су примећени код плазма-танких узорака, што је пропраћено смањењем амплитуде термоеластичне компоненте сигнала на нижим фреквенцијама. На тај начин је онемогућено директно праћење термоеластичних ефеката савијања узорка у фотоакустичким мерењима. Очекује се да се ово смањење амплитуде може избећи, на пример, наношењем танких филмова преко силицијумских подлога (вејфера). Потенцијална вредност примене овог истраживања може се пронаћи у оквиру контроле осетљивости уређаја микроелектромеханичких система (MEMS), посебно силицијумских мембрана које се користе у сензорима притиска. Другим речима, осветљење мембрана може променити њихова термоеластична својства мењајући тако осетљивост уређаја.

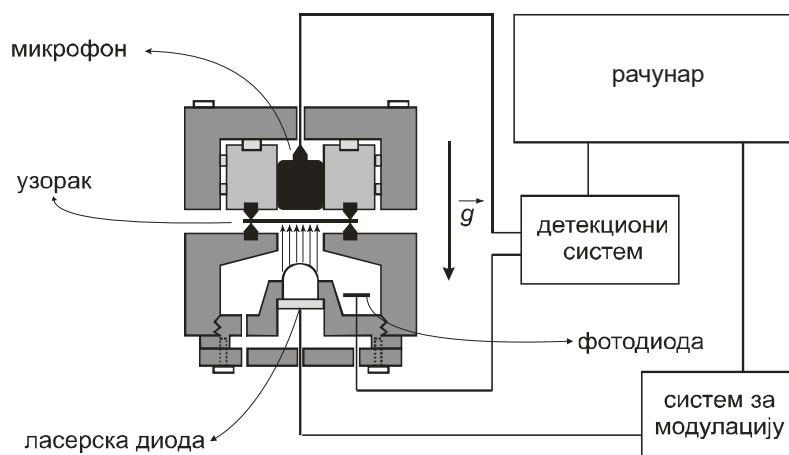
6.2. Резултати експерименталне анализе

6.2.1. Експериментална поставка

Сва мерења приказана у овом раду извршена су у Лабораторији за фотоакустику Института за физику у Београду, применом експерименталне поставке отворене ћелије у трансмисионој конфигурацији (open-cell experimental set-up) [17-19] користећи као узорке три силицијумске кружне плочице полупречника $R_s = 4 \text{ mm}$ и дебљина $l_1 = 150 \text{ }\mu\text{m}$, $l_2 = 85 \text{ }\mu\text{m}$ и $l_3 = 30 \text{ }\mu\text{m}$. Узорци су стављани директно на врх микрофона, а узети са исте плочице силицијумске подлоге (вејфера) (3-5 $\Omega \text{ cm}$, оријентације $\langle 100 \rangle$) концентрације електрона $n_0 = 9 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ [20].

Схематски дијаграм који илуструје коришћену апаратуру са њеним главним компонентама приказан је на слици 48 [3]. Трансмисиона конфигурација је примењена како би се, на најједноставнији начин, осигурала 1D проводност дуж униформно осветљеног узорка, што нам омогућава да примењујемо најједноставније теоријске моделе у интерпретацији добијених података. Узевши у обзир да се микрофон са пратећом

електроником понаша као филтер (како електронски тако и акустички), и да филтеровање у највећој мери зависи од његовог дизајна, начина израде и особина дијафрагме, као саставни део обраде измерених података коришћена је стандардна процедура корекције мерног сигнала [21,22] како би се добио неискривљен фотоакустички сигнал који прецизно и тачно репрезентује физичке карактеристике посматраних узорака.



Слика 48. Схема трансмисионог мода рада отворене фотоакустичке ћелије без стезача узорка коришћене у експериментима [3].

Сви узорци су побуђивани светлошћу ласерске диоде (читач CD-a) која емитује црвену светлост таласне дужине 656 nm интензитета $I_0 = 10 \text{ W/m}^2$ и енергије фотона ε која је већа од енергије процепа силицијума ε_g . Одговарајући апсорпциони коефицијент силицијума за дату таласну дужину износи $\beta = 2.58 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$. Интензитет зрачења ласерске диоде модулисан је струјним модулатором направљеним у Институту за физику, за области фреквенција модулације од 20 Hz – 20 kHz, контролисаног комерцијалном фотодиодом BPW34 велике брзине и осетљивости. Осветљене стране узорка су полиране, док неосветљене нису. Прикупљање података тј. амплитуда и фаза мерених сигнала је вршено Jin In Electronics Co. model ECM30 електрет микрофоном преко звучне картице компјутера Intel 82801Ib/ir/ih hd PC audio controller, која је софтверски опонашала (емулирала) рад тзв. lock-in појачивача.

6.2.2. Мерења и корекција сигнала

Измерене вредности амплитуда $A_{\text{exp}}(f)$ и фаза $\varphi_{\text{exp}}(f)$ експерименталног сигнала $S_{\text{exp}}(f)$ су приказане на слици 49 (а-б) [3] за све три дебљине узорака l_1 , l_2 и l_3 . Као што је раније речено, експериментални сигнал $S_{\text{exp}}(f)$ (црне звезде) се мора кориговати помоћу $S_{\text{fit}}(f)$ (испрекидана плава линија) која представља комбинацију неискривљеног фотоакустичког сигнала ($\delta P_{\text{total}}(f)$) (црвена линија) и инструменталних девијација представљених као електронско $H_e(f)$ и акустичко $H_a(f)$ филтрирање сигнала (црне стрелице) [21,22] (једначине (102-105) без утицаја кохерентног шума):

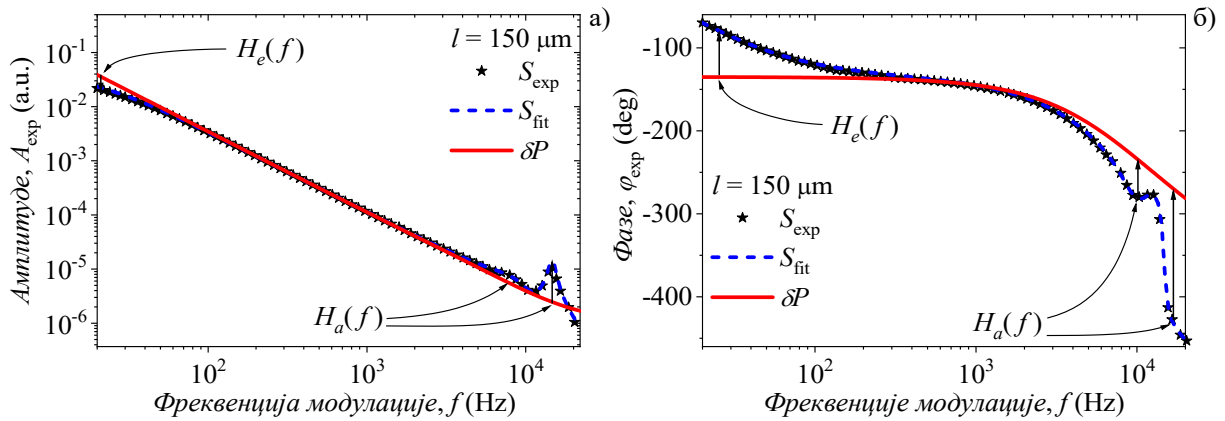
$$S_{\text{exp}}(f) = A_{\text{exp}}(f) e^{i\varphi_{\text{exp}}(f)}, \quad (115)$$

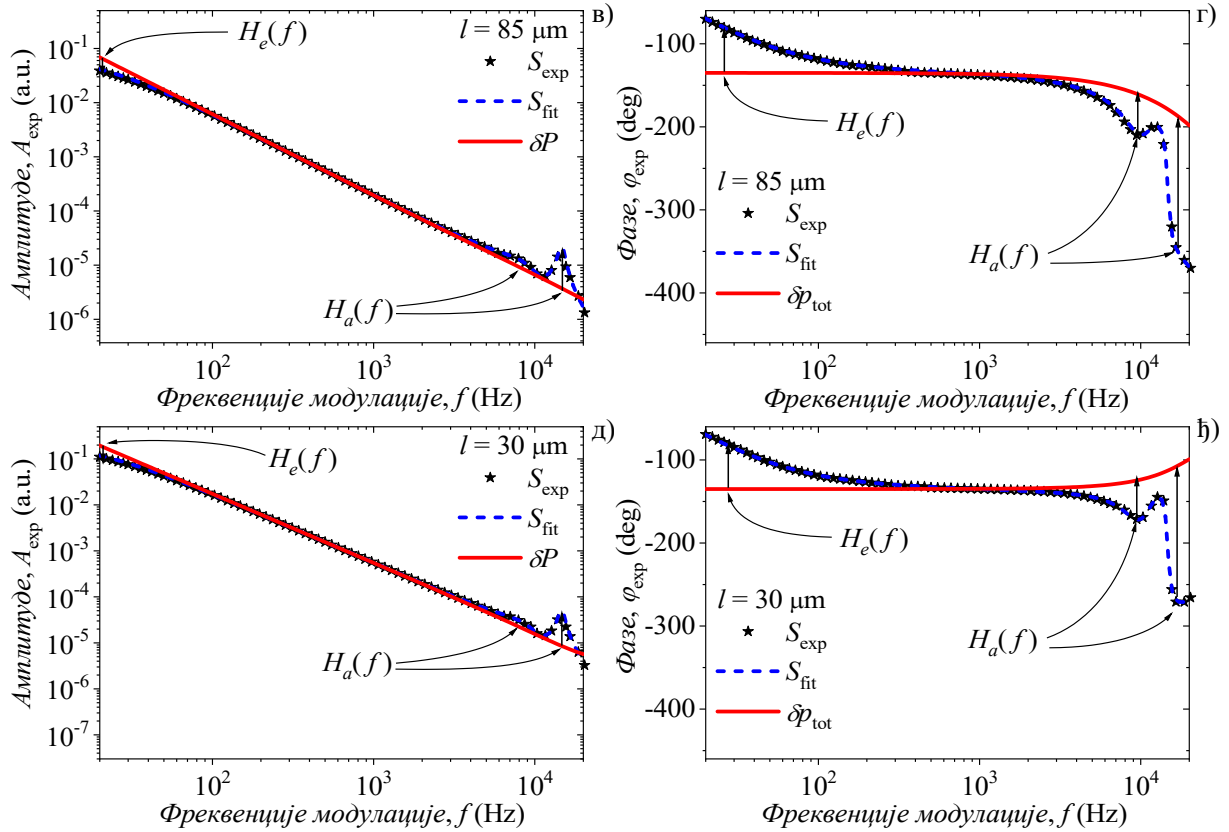
$$S_{\text{fit}}(f) = \delta P(f) \cdot H_e(f) \cdot H_a(f), \quad (116)$$

$$H_e(f) = -\frac{f}{(f_1 + if)} \cdot \frac{f}{(f_2 + if)}, \quad (117)$$

$$H_a(f) = \frac{f_3^2}{f_3^2 + f_3 \delta_3 if - f^2} + \frac{f_4^2}{f_4^2 + f_4 \delta_4 if - f^2}. \quad (118)$$

Може се приметити да криве амплитуде имају скоро исти облик за све дебљине узорака у читавом фреквентном домену, док се фазе разликују по облику на високим фреквенцијама: код тањих узорака пик на високим фреквенцијама је све израженији.





Слика 49. (а, в, д) Амплитуде $A_{\text{exp}}(f)$ и (б, г, љ) фазе $\varphi_{\text{exp}}(f)$ измерених S_{exp} , фитованих S_{fit} и неискривљених фотоакустичких сигнала $\delta P(f)$ као функције фреквенције модулације f . Размере за све $A_{\text{exp}}(f)$ и $\varphi_{\text{exp}}(f)$ су исте за све дебљине l ради лакшег поређења [3].

У општем случају амплитуде и фазе $\delta P(f)$ се могу описати степеном функцијом фреквенције модулације f ; $\delta P(f) \sim f^n$ где је n нагиб криве: n_A нагиб амплитуде а n_φ нагиб фазе. Експерименталне вредности $A_{\text{exp}}(f)$ и $\varphi_{\text{exp}}(f)$ се користе за линеаризацију $\delta P(f)$ како би се нашле одговарајуће вредности n_A и n_φ ($n_A \neq n_\varphi$). Вредности $\ln S_{\text{exp}}(f)$ су линеаризоване са $S_{\text{fit}}(f)$ за све три дебљине тако да је добијена вредност $n_A = -1.5$ за амплитуде и $n_\varphi = -0.5$ за фазе. Симултано су израчунате вредности параметара карактеристичних за $H_e(f)$ и $H_a(f)$, чији су резултати приказани у Табели 3 [3].

Исправивши $S_{\text{fit}}(f)$ уклањањем свих детектованих $H_e(f)$ и $H_a(f)$ закривљења (дисторзија), добија се неискривљени сигнал $\delta P(f)$ као прецизна репрензетација „правог“ $\delta p_{\text{total}}(f)$ сигнала, чије се амплитуде и фазе стварају у истраживаним узорцима Si кружних плочица.

Табела 3. Карактеристични параметри мерног система [3].

параметар	вредности
карактеристична фреквенција микрофона, f_1 (Hz)	25 ± 1
карактеристична фреквенција РС звучне картице, f_2 (Hz)	15 ± 1
карактеристична фреквенција првог микроскопског пика, f_3 (kHz)	9.4 ± 0.1
карактеристична фреквенција другог микроскопског пика (cut-off frequency), f_4 (kHz)	14.7 ± 0.2
фактор пригушења првог пика, δ_3	0.60 ± 0.05
фактор пригушења другог пика, δ_4	0.08 ± 0.01

6.2.3. Обрада коригованог сигнала

Прилагодивши $\delta p_{\text{total}}(f)$ исправљеном сигналу $\delta P(f)$ користећи се теоријским моделом композитног клипа (једначине (91,92,98,99)):

$$\delta p_{\text{TD}}(\omega) = \frac{\gamma p_0}{\sigma_{\text{ig}} l_c} \frac{T_s(l, \omega)}{T_0}, \quad (119)$$

$$\delta p_{\text{TE}}(f) = \alpha_T \frac{\gamma p_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} \int_{-l/2}^{l/2} x T_s(x, \omega) dz, \quad (120)$$

$$\delta p_{\text{PE}}(f) = d_e \frac{\gamma p_0}{V_0} \frac{3\pi R^4}{l^3} \int_{-l/2}^{l/2} x n_p(x, \omega) dx, \quad (121)$$

и

$$\delta p_{\text{tot}}(f) = \delta p_{\text{TD}}(f) + \delta p_{\text{TE}}(f) + \delta p_{\text{PE}}(f), \quad (122)$$

долази се до карактеристичних параметара узорка приказаних у Табели 4 [20]. Параметри су исти за сва три узорка због чињенице да су направљени од исте подлоге (вејфера) [20].

На основу приказаних резултата интересантно је приметити да је израчуната вредност одговарајуће дифузионе дужине слободних носилаца $L_p = \sqrt{D_p \tau} \approx 85 \mu\text{m}$. То значи да дебљина Si плочице од $l_2 = 85 \mu\text{m}$, која је раније узета и обрађивана насумично

[21], сада представља граничну дебљину између плазма-дебелих ($l_1 = 150 \mu\text{m}$) и плазма-танких ($l_3 = 30 \mu\text{m}$) узорака [3].

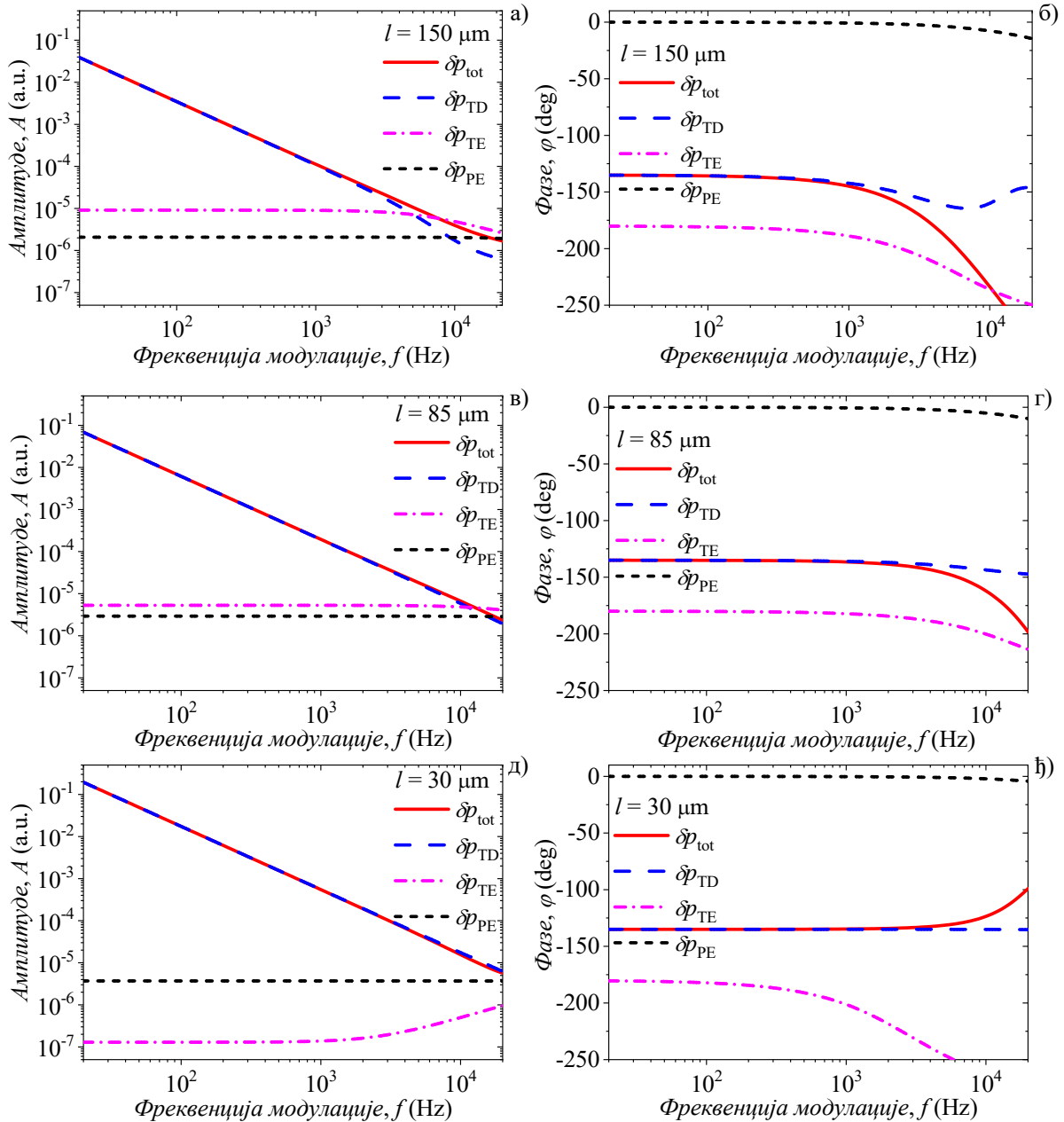
Табела 4. Параметри силицијумских узорака [3].

параметар	вредност
Коефицијент топлотне дифузије, $D_T (\text{m}^2 \text{s}^{-1})$	$(9.0 \pm 0.1) \times 10^{-5}$
време живота (запреминско) мањинских носилаца, τ (s)	$(6.0 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
коефицијент термалног ширења, $\alpha_T (\text{K}^{-1})$	$(2.6 \pm 0.2) \times 10^{-6}$
брзина површинске рекомбинације на осветљеној предњој страни, s_1 (ms^{-1})	(2.6 ± 0.2)
брзина површинске рекомбинације на неосветљеној задњој страни, s_2 (ms^{-1})	(24 ± 3)
дифузиони коефицијент мањинских носилаца, $D_p (\text{m}^2 \text{s}^{-1})$	$(1.2 \pm 0.1) \times 10^{-3}$
коефицијент електронске деформације, $d_n (\text{m}^3)$	$(-9.0 \pm 0.2) \times 10^{-31}$

Након исправљања и прилагођавања теоријском моделу, могу се израчунати амплитуде $A(f)$ и фазе $\varphi(f)$ укупног $\delta p_{\text{total}}(f)$ сигнала и свих његових компоненти $\delta p_{\text{TD}}(f)$, $\delta p_{\text{TE}}(f)$, и $\delta p_{\text{PE}}(f)$ које су приказане на сликама 50 (а-ђ) [3].

Анализирајући графике на слици 50 (а-ђ), јасно се виде типични обрасци понашања фотоакустичких сигнала (амплитуда и фаза) који се могу искористити за препознавање дебљина узорака. Криве амплитуда $\delta p_{\text{total}}(f)$ изгледају скоро идентично за све испитиване дебљине, и због тога анализа мора да се сведе на анализе компоненти укупног сигнала. У случају плазма-дебелих узорака амплитуде компоненти $\delta p_{\text{TD}}(f)$ и $\delta p_{\text{TE}}(f)$ се секу тако да $\delta p_{\text{TD}}(f)$ доминира на нижим, а $\delta p_{\text{TE}}(f)$ доминира на вишим фреквенцијама. Овакав пресек не постоји код плазма-танких узорака; $\delta p_{\text{TD}}(f)$ доминира на свим фреквенцијама. Као што је и предвиђено у теоријској анализи [4,5], утицај фотогенерисаних носилаца, као носилаца топлоте, јасно се може видети кроз снажно пригушење амплитуде компоненте $\delta p_{\text{TE}}(f)$ код плазма-танких узорака на нижим фреквенцијама ($< 1 \text{ kHz}$), што је праћено њеним појачањем, тј. формирањем структура налик пику (тачније почетку раста пика) на вишим фреквенцијама ($> 1 \text{ kHz}$) (слика 50 а,в,д). Другим речима, однос амплитуда дебелог $\delta p_{\text{TE}}^{150}(f)$ и танког узорка $\delta p_{\text{TE}}^{30}(f)$ показује пад од скоро два реда величине

$(\delta p_{TE}^{150}(f)/\delta p_{TE}^{30}(f) \approx 10^2)$, што је много више него у случају „без“ носилаца $(\delta p_{TE}^{150}(f)/\delta p_{TE}^{30}(f) \approx 1.2)$ [4,5]. Овакво понашање термоеластичне компоненте указује на чињеницу да посматрана силицијумска плочица под условима „са“ носиоцима губи на својој флексибилности (смањује се интензитет савијања).



Слика 50. (а, в, д) Амплитуде $A(f)$ и (б, г, ж) фазе $\varphi(f)$ укупног сигнала δp_{total} и свих његових компоненти δp_{TD} , δp_{TE} и δp_{PE} као функција фреквенције модулације f , у случају различитих дебљина узорка l [3].

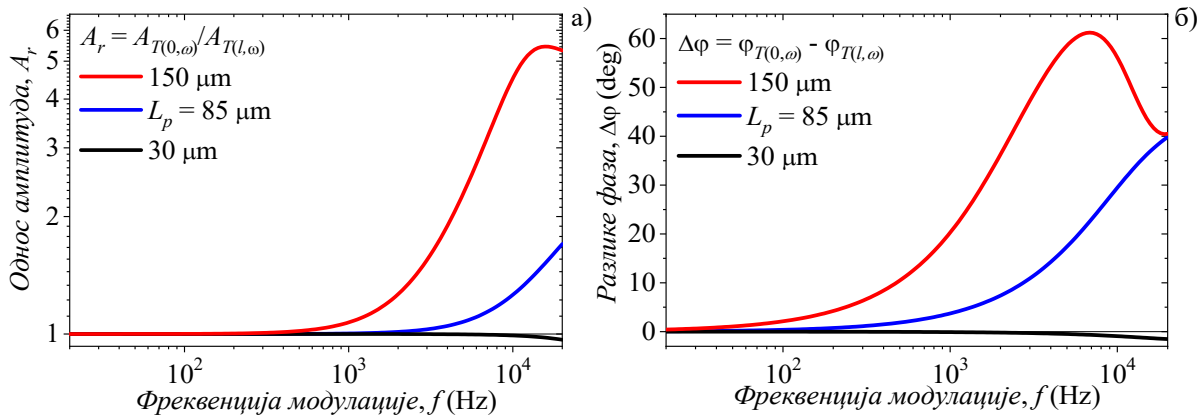
Истовремено, криве фазе $\delta\varphi_{\text{total}}(f)$ прате исти образац мењајући нагибе на вишим фреквенцијама (слике 50 (б,г,ђ)); од негативног (плазма-дебели) ка позитивном нагибу (плазма-танки узорци). То је последица директног утицаја амплитуде компоненте $\delta p_{\text{PE}}(f)$ у $\delta\varphi_{\text{total}}(f)$ на вишим фреквенцијама, који је по први пут уочен у нашим експериментима. То је први случај директног утицаја фотогенерисаних носилаца на укупан фотоакустички одзив, али сада као носилаца наелектрисања, а не носилаца топлоте.

Треба приметити да се амплитуде компоненте $\delta p_{\text{PE}}(f)$ не мењају значајније променом дебљине узорка, ни у амплитуди ни у фази. Са друге стране, амплитуде компоненте $\delta p_{\text{TD}}(f)$ мењају се мало само на високим фреквенцијама у случају плазма-дебелих узорака, у области где уопште немају утицаја на $\delta\varphi_{\text{total}}(f)$. То и јесте главни разлог што смо корелације утицаја фотогенерисаних носилаца и понашања укупног фотоакустичког сигнала тражили користећи значајне промене компоненте $\delta p_{\text{TE}}(f)$.

6.2.4. Односи температура

Имајући у виду да је свака фотоакустичка реакција (одговор) осветљеног полупроводничког узорка, у општем случају, пропорционална температурним променама у њему на које јако утичу фотогенерисани носиоци преко $\delta n_p(x, \omega)$, израчунавањем и анализом температурних расподела $T_s(x, \omega)$ може се потврдити тај утицај и могућа каузалност (узрочност). Најефикаснији начин представљања флукуација температурних расподела због фотогенерисаних носилаца јесте израчунавање $T_s(0, \omega)$, $T_s(l, \omega)$ и њихових амплитудних односа $A_r = A_{T(0, \omega)} / A_{T(l, \omega)}$ и разлика фаза $\Delta\varphi = \varphi_{T(0, \omega)} - \varphi_{T(l, \omega)}$. Ове две величине биће искоришћене у наредној анализи као добропознате величине које су често употребљаване у стандардним нормализационим процедурама да би се откриле мале флукуације сигнала приказаног на логаритамској скали. То су величине које се често користе у фотоакустици како би се пронашла одступања од „стандардног“ понашања. У случају температурних расподела и на основу теоријских разматрања [4], „стандардно“ понашање подразумева $A_r \geq 1$ и $\Delta\varphi \geq 0$ ($T_s(0) > T_s(l)$).

Користећи се експериментално добијеним параметрима τ , D_T , s_1 , s_2 , и D_p , као и добропознатим теоријским моделом описаним у Поглављу 3.3 и искоришћеним у читавом фреквентном домену фотоакустике (20 Hz – 20 kHz), фреквентно понашање A_r и $\Delta\varphi$ за све испитиване дебљине узорака приказано је на слици 51 [3].



Слика 51. Резултати за а) односе амплитуда A_r у б) разлике фаза $\Delta\varphi$ између предње $T(0, \omega)$ и задње $T(l, \omega)$ температуре површине узорка у случају плазма-дебелог (150 μm), плазма-танког (30 μm) и узорка граничне дебљине ($L_p = 85 \mu\text{m}$), у функцији фреквенција модулације f [3].

Са слике 51 јасно се види да је $A_r \geq 1$, $\Delta\varphi \geq 0$ ($T_s(0) > T_s(l)$) у случају плазма-дебелог узорка (“стандардни” одговор, $l_1 = 150 \mu\text{m}$ – пуна црвена линија, зависност јасног облика пика), и $A_r \leq 1$, $\Delta\varphi \leq 0$ ($T_s(0) < T_s(l)$) у случају плазма-танког узорка (“нестандардни” одговор, $l_3 = 30 \mu\text{m}$ – пуна црна линија). Плава пуна линија (“стандардни” одговор, $l_2 = 85 \mu\text{m} = L_p$, без зависности структуре пика) на истој слици представља граничну дебљину између плазма-дебелих и плазма-танких узорака. Она одговара величини L_p и може се препознати као глатка структура без пикова, али прати генерални тренд плазма-дебелих узорака (однос > 1 , разлика < 0). Прелаз дебели-танки није нагао већ постепен, а ефекти плазма-танких узорака ($A_r < 1$ and $\Delta\varphi < 0$) постају видљиви тек на $\sim 80\%$ вредности L_p . Сви приказани резултати су у складу са теоријским предвиђањима фреквентног понашања A_r и $\Delta\varphi$ у функцији дебљине узорка, наведеним у раду [4].

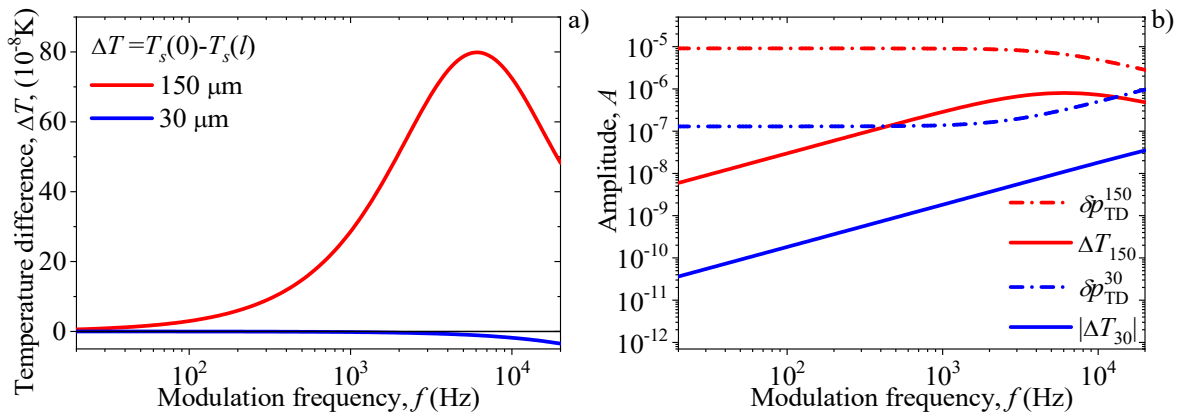
Осврнимо се и на један врло важан проблем. Наиме, поставља се питање да ли је изостављање урачунавања вишеструких рефлексија светлости на површинама узорка, као што је то случај у приказаној анализи, оправдано или не. Из литературе је познато да

ефекти вишеструких рефлексиија светлости на површинама осветљеног узорка утичу на температурне расподеле у њему. Оправданост њиховог узимања у обзир или не везана је за производ βl , где је β апсорпциони коефицијент материјала узорка, а l је дебљина узорка [23-26]. У општем случају вишеструке рефлексиије морају се узети у обзир ако је $\beta l \leq 5$ на неосветљеној, а $\beta l \leq 2$ на осветљеној површини испитиваног узорка [25]. Као што је раније наведено, таласној дужини светлости којом се осветљава узорак (660 nm) одговара апсорпциони коефицијент силицијума од $\beta = 2.58 \times 10^5 \text{ m}^{-1}$. Израчунавањем се добија да је за нашу анализу производ $\beta l > 5$ за сва три коришћена узорка ($\beta l_1 \approx 39$, $\beta l_2 \approx 22$ и $\beta l_3 \approx 8$), тј., наша апроксимација полу-бесконачног узорка је потпуно оправдана. Једино у случају неосветљене стране $T(l_3)$ најтањег узорка могло би се говорити о евентуалној могућности за разматрање вишеструких рефлексиија. Детаљнији прорачуни показују да ефекти вишеструких рефлексиија немају утицаја у датом опсегу фреквенција модулатије.

Да би се објаснили резултати приказани на слици 51 [3], искоришћене су разлике температура ΔT предње и задње стране узорка: $\Delta T = T_s(0) - T_s(l)$. Вредности за ΔT и све дебљине узорака у читавом фреквентном домену фотоакустике приказане су на слици 52.а [3]; 1) $\Delta T > 0 \Rightarrow T_s(0) > T_s(l)$ у случају плазма-дебелих узорака (пуна црвена линија) и узорак дебљине L_p (пуна плава линија), 2) $\Delta T < 0 \Rightarrow T_s(0) < T_s(l)$ у случају плазма-танког узорка (пуна црна линија). Приметимо да су представљени резултати ($\Delta T < 0$) видљиви једино под условима под којима је предња осветљена страна пасивизирана ($s_1 = 2 \text{ m/s}$), а неосветљена није ($s_2 = 24 \text{ m/s}$). Било која друга комбинација ($s_1 = s_2, s_1 > s_2$) неће омогућити видљивост овог ефекта да је $\Delta T < 0$ [4,5]. У фреквентној области која је анализирана, максимална разлика температура је $\Delta T_{150}^{\text{max}} = 80 \times 10^{-8} \text{ K}$ за плазма-дебеле и $\Delta T_{30}^{\text{max}} = -3.5 \times 10^{-8} \text{ K}$ за плазма-танке узорке.

Најилустративнији резултат представљен је на слици 52.б [3], која доводи у везу понашање амплитуде компоненте $\delta p_{\text{TE}}(f)$ са променама температуре ΔT , где су амплитуде плазма-дебелих ($\delta p_{\text{TE}}^{150}(f)$, ΔT_{150}) и плазма-танких узорака ($\delta p_{\text{TE}}^{30}(f)$, $|\Delta T_{30}|$) приказане у функцији фреквенција модулатије f . Знајући да су промене ΔT директна последица утицаја фотогенерисаних носилаца, на овој слици је директно потврђена

узрочно-последична веза предвиђена теоријским разматрањима тих промена и понашања термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала.



Слика 52. Резултати а) температурних разлика ΔT и б) понашања амплитуде δp_{total} , $\Delta T(x)$ и $|\Delta T(x)|$ као функције фреквенција модулације f [3].

Резултати приказани на сликама 51 и 52 потврђују наше претпоставке да се плазма-танки узорци на датим фреквенцијама могу сматрати ефикасним топлотним одводницима, јер користе фотогенерисане носиоце као носиоце топлоте да би уклонили део апсорбоване енергије светлости са осветљене стране и пребацили је на неосветљену, где се та енергија ослобађа услед рекомбинације [4]. Током таквог транспорта величина $T_s(0, \omega)$ опада јер предња пасивизирана осветљена површина не убрзава рекомбинацију, тако да велики део фотогенерисаних носилаца успева да „побегне“ са површине у запремину узорка. Истовремено, $T_s(l, \omega)$ расте јер носиоци који су „побегли“ са осветљене површине стижу на неосветљену (танки узорци) где се брзо рекомбинују јер је та површина непасивизирана, тј. на њој постоји велики број покиданих ковалентних веза које поспешују велику ефикасност процеса рекомбинације.

Литература уз Поглавље 6

- [1] Ben G. Streetman and Sanjay Banerjee, “Solid State Electronic Devices” (Fifth Edition) Prentice Hall Series in Solid State Physical Electronics, Prentice Hall, Upper Saddle River, New Jersey, 2000.
- [2] Richard C. Jaeger, Travis N. Blalock, „Microelectronic circuit design - 4th edition“, (McGraw-Hill, 2011)
- [3] Markushev D.K., Markushev D.D., Aleksic S.M., Pantic D.S., Galovic S.P., Todorovic D.M., and J. Ordonez-Miranda, Experimental photoacoustic observation of the photogenerated excess carrier influence on the thermoelastic response of n-type silicon, *Journal of Applied Physics*, **128**, 095103 (2020), <https://doi.org/10.1063/5.0015657>
- [4] Markushev D.K., Markushev D.D., Aleksic S.M., Pantic D.S., Galovic S.P., Todorovic D.M., and 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, *Journal of Applied Physics*, **126** (18), 185102 (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5100837>

- [5] Dragana K. Markushev, Dragan D. Markushev, Slobodanka Galović, Sanja Aleksić, Dragan S. Pantić, Dragan M. Todorović, “The surface recombination velocity and bulk lifetime influences on photogenerated carrier density and temperature distributions in n-type silicon excited by a frequency-modulated light source”, *FACTA UNIVERSITATIS Series: Electronics and Energetics*, **31**, 2, (2018), pp. 313 - 328 <https://doi.org/10.2298/FUEE1802313M>
- [6] G. Gonzalez da la Cruz and Yu. G. Gurevich, Thermal diffusivity of a two-layered systems, *Physical Review B*, **51**, (1995), 2188-2192, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.2188>
- [7] Ordonez-Miranda, J.J. Alvarado-Gil, Determination of thermal properties for hyperbolic heat transport using a frequency-modulated excitation source, *International Journal of Engineering Science*, **50**, (2012), 101–112, doi:10.1016/j.ijengsci.2011.08.012
- [8] S. Galovic and D. Kostoski, Photothermal wave propagation in media with thermal memory, *Journal of Applied Physics*, **93**, (2003), 3063-3070, DOI: 10.1063/1.1540741
- [9] Vedavarz, A., Kumar, S., & Moallemi, M. K., Significance of non-Fourier heat waves in conduction, *Journal of Heat Transfer–Transactions of the ASME*, **116**, (1994), 221–224, DOI: 10.1115/1.2910859
- [10] S. M. Sze, *Semiconductor Devices Physics and Technology*, 2nd edition, (1985,2002) by John Wiley & Sons
- [11] Shyn Wang, *Fundamentals of Semiconductor Theory and Device Physics*, Prentice Hall International, Inc, Englewood Cliffs, Nj 07632, USA, ISBN 0-13-344425-2)
- [12] Andres Cuevas, Daniel Macdonald, Measuring and interpreting the lifetime of silicon wafers, *Solar Energy*, **76**, 1-3, (2003), 255-262, <https://doi.org/10.1016/j.solener.2003.07.033>
- [13] S. E. Bialkowski. *Photothermal Spectroscopy Methods for Chemical Analysis*, John Wiley, New York (1996).
- [14] M. D. Dramićanin, P. M. Nikolić, Z. D. Ristovski, D. G. Vasiljević, and D. M. Todorović, Photoacoustic investigation of transport in semiconductors: Theoretical and experimental study of a Ge single crystal, *Physical Review B*, **51**, 14226 (1995), <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.51.14226>
- [15] D. M. Todorović, P. M. Nikolić, M. D. Dramićanin, D. G. Vasiljević, Z. D. Ristovski, Photoacoustic frequency heat-transmission technique: Thermal and carrier transport parameters measurements in silicon, *Journal of Applied Physics*, **78**, 5790 (1995) doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.359637>
- [16] D. M. Todorović, P. M. Nikolić, A. I. Bojčić, and K. T. Radulović, Thermoelastic and electronic strain contributions to the frequency transmission photoacoustic effect in semiconductors, *Physical Review B*, **55**, (1997), 15631–15642, <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.55.15631>
- [17] D.D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M.D. Rabasovic, M. Chirtoc, D.M. Todorovic, S.E. Bialkowski, D. Korte and M. Franko, Thermal and elastic characterization of glassy carbon thin films by photoacoustic measurements, *The European Physical Journal Plus*, **132**, 33, (2017), 1-9, <https://doi.org/10.1140/epjp/i2017-11307-2>
- [18] M.D. Rabasović, M.G. Nikolić, M.D. Dramićanin, M. Franko and D.D. Markushev, Low-cost, portable photoacoustic setup for solid samples, *Measurement Science & Technology*, **20**, (2009) 095902 (6pp), <https://doi.org/10.1088/0957-0233/20/9/095902>
- [19] D.D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M.D. Rabasović, S. Galović, D.M. Todorović, and S.E. Bialkowski, Effect of the absorption coefficient of aluminium plates on their thermoelastic bending in photoacoustic experiments, *Journal of Applied Physics*, **117**, 245309 (2015); <https://doi.org/10.1063/1.4922718>
- [20] D. M. Todorovic, M. D. Rabasovic, D. D. Markushev, and M. Sarajlic, *Journal of Applied Physics*, **116**, 053506, (2014), <https://doi.org/10.1063/1.4890346>
- [21] D.D. Markushev, M.D. Rabasović, D.M. Todorović, S. Galović, and S.E. Bialkowski, Photoacoustic signal and noise analysis for Si thin plate: Signal correction in frequency domain, *Review of Scientific Instruments*, **86**, 035110, (2015), <https://doi.org/10.1063/1.4914894>
- [22] 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, *Facta Universitatis, Series: Physics, Chemistry and Technology*, **14**, 1, 2016, pp. 9 – 20, DOI: 10.2298/FUPCT1601009A
- [23] D.M.Todorovic, M.D.Rabasovic, D.D.Markushev, Photoacoustic elastic bending in thin film – Substrate system, *Journal of Applied Physics*, **114**, 21350, (2013), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4839835>
- [24] I. Lashkevych, The general finding technique of effective parameters for non-uniform solids, *Ukrainian Journal of Physics*, **51**, 1, 2006, pp. 47-55, <http://archive.ujp.bitp.kiev.ua/index.php?lang=en&item=s&vt=Lashkevych>
- [25] M. A. Zambrano-Arjona, J. Ordonez-Miranda, R. A. Medina-Esquivel, F. Peñuñuri, P. Martinez et al. Effect of the multiple reflections of a light beam on the thermal wave field of a sample of finite thickness, *Journal of Applied Physics*, **111**, 094915, (2012), <http://jap.aip.org/resource/1/JAPIAU/v111/i9>
- [26] S. Wang, (1989), *Fundamentals of semiconductor theory and device physics*, Prentice-Hall International, Inc, ISBN 0-13-344425-2, pp. 265-287, <https://doi.org/10.1002/zamm.19910711114>

Поглавље 7.

Закључна разматрања и правци будућих истраживања

7.1. Теоријски допринос истраживања

Комбинацијом теоријске анализе концентрација фотогенерисаних носилаца и извора топлоте у силицијуму n -типа побуђеном фреквентно модулисаним извором светлости утврђене су најповољније вредности површинских брзина и времена живота носилаца за испитивање њиховог утицаја као носиоца топлоте на температурне расподеле на полупроводничким површинама. Ове анализе су извршене теоријском студијом концентрације носилаца и амплитуда и фаза површинских температура у случају танких ($10\ \mu\text{m}$) и дебелих ($1000\ \mu\text{m}$) силицијумских кружних плочица као функција фреквенција модулације у опсегу од $(10 - 10^7)\ \text{Hz}$. Релативна дебелина узорка је дефинисана односом дебелине узорка l и дифузионе дужине носилаца L_p : однос $l/L_p > 1$ дефинише дебеле а $l/L_p < 1$ танке узорке.

Показано је да концентрација фотогенерисаних носилаца јако зависи од карактеристика површине и квалитета материјала узорка описаних брзином површинских рекомбинација и величином вредности времена живота носилаца, респективно. За најинтензивнији утицај носилаца у дебелим и танаким узорцима могу се препоручити услови када је осветљена предња површина узорка савршено пасивизирана ($s_1 = 0\ \text{m/s}$) док истовремено задњу површину није, тј. карактерише је висока вредност рекомбинације ($s_2 = 24\ \text{m/s}$). Такође, препоручене су велике вредности времена живота носилаца ($\tau = 10^{-4}\ \text{s}$), које подразумевају ниску концентрацију допанта и унутрашњих дефеката, што омогућава далеко једноставнију анализу транспорта носилаца у полупроводницима.

Поред тога, извршена је детаљна анализа извора топлоте у узорку како би се показали ефекти фотогенерисаних носилаца на расподеле површинских температура. У случају дебелих узорка, ова анализа предвиђа снажан утицај запреминске рекомбинације на обе површине на нижим фреквенцијама ($f < 10^3\ \text{Hz}$). На вишим фреквенцијама ($f > 10^3\ \text{Hz}$) јак утицај рекомбинационих процеса може се наћи само на задњој површини. У случају танких узорка запреминска рекомбинација је у великој мери занемарљива, али површинска рекомбинација доминира: на задњој површини на свим фреквенцијама; на предњој површини при $f < 10^5\ \text{Hz}$. Такође, на предњој површини танких узорка може се

очекивати нагло смањење укупне температуре на вишим фреквенцијама због промењених улога температурних компоненти (термализације и површинске рекомбинације).

Ова врста анализе омогућава лакши одговор на питање која врста експерименталне поставке, трансмисиона или рефлексиона, је погодна за анализу утицаја слободних носилаца као носиоца топлоте. Резултати нашег истраживања предвиђају снажан утицај рекомбинационих процеса на задњим површинама узорка у читавом распону фреквенција, без обзира на дебљину. Због тога можемо препоручити трансмисиону фотоакустичку или фототермалну конфигурацију као најприкладнију експерименталну шему за проучавање утицаја фотогенерисаних носилаца на површинске температуре полупроводника.

Извршена је теоријска анализа утицаја фотогенерисаних носилаца на динамичку расподелу температуре и термоеластичну компоненту фотоакустичног сигнала силицијума *n*-типа за различите дебљине узорка у поменутом фреквентном опсегу ($10 - 10^7$) Hz, за утврђене услове вредности квалитета површине и времена живота носилаца. То је учињено упоређивањем амплитуде и фазе температуре и фотоакустичних сигнала „са“ и „без“ присуства носилаца, при чему је посебна пажња посвећена присуству карактеристичних пикова у случају односа амплитуда и разлика фаза између сигнала на предњој осветљеној и задњој неосветљеној површини узорка. Показано је да се ови пикови појављују на вишим фреквенцијама модулације генеришући снажне термоеластичне ефекте. Они се могу сматрати поузданим показатељима постојања фотогенерисаних носилаца и њиховог утицаја као носилаца топлоте у посматраним узорцима. Виши пикови се могу приметити код плазма-танких узорака, што узрокује смањење амплитуде термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала на нижим фреквенцијама, и на тај начин онемогућава њено „директно“ посматрање у укупном сигналу.

7.2. Експериментални допринос истраживања

На основу упоређивања добијених експерименталних и теоријских фотоакустичких сигнала измерених у опсегу модулационе фреквенције од 20 Hz - 20 kHz (област фреквенција фотоакустике), откривен је и анализиран значајан утицај фотогенерисаних носилаца на термална и еластична својства силицијумских плочица *n*-типа. Уопштено говорећи, овде представљени закључци квалитативно важе за све типове недегенерисаних полупроводника (допираност за *n*- или *p*-тип мора бити испод 10^{24} m^{-3}). Експериментално

су потврђене теоријске претпоставке да фотогенерисани носиоци делују на термоеластичну компоненту фотоакустичког сигнала на два начина: а) као носиоци топлоте (енергије) и б) као носиоци наелектрисања. Као носиоци топлоте, фотогенерисани носиоци мењају разлику температура између осветљене и неосветљене стране у односу на случај „без“ носилаца, што мења интензитет термоеластичног савијања узорака – смањује га на нижим фреквенцијама. Ова запажања су изузетно значајна за анализу промене осетљивости MEMS уређаја заснованих на силицијумским мембранама. Даље, откривено је да је однос између амплитуда термоеластичне компоненте плазма-дебелих и плазма-танких узорака око два реда величине већи од вредности у случају „без“ носилаца. Нађена је максимална температурна разлика од -35 nK између осветљених и неосветљених површина узорака, што показује да би танке силицијумске плочице (мембране) са фотогенерисаним носиоцима могле да се користе као ефикасни одводници топлоте.

Утицај носилаца као носилаца наелектрисања најбоље се огледа код плазма-танких узорака, где је по први пут детектован утицај плазмаеластичне компоненте, директно завистан од разлике концентрације носилаца на предњој и задњој страни узорка, на укупни фотоакустички сигнал на довољно високим фреквенцијама модулације.

7.3. Правци будућих истраживања

Потенцијална примена ових истраживања може се наћи у електронској индустрији (дизајн компонената), хемији животне средине (анализа танких слојева) или MEMS-овима (осетљивост сензора).

Што се дизајна компоненти тиче важну улогу у свему томе игра силицијум као материјал и његове температурне расподеле за које се мора узети у обзир не само динамичка, већ и статичка компонента температуре (видети Прилог 1).

Анализа танких слојева у оквиру хемије животне средине своди се на анализу двослојних узорака (силицијум као плазма-дебели узорак + танак филм) где је танак филм обично од неког тзв. фотокаталитичког материјала полупроводничког типа (нпр. TiO_2) који се активира излагањем светлости (модулисана или континуална) изазивајући различите хемијске реакције (самочистећи прозори) значајне за очување животне средине (видети Прилог 2).

Двослојни узорци са танким филмовима могу се користити и за испитивање могућности смањења утицаја фотогенерисаних носилаца елиминацијом смањења амплитуде термоеластичне компоненте, што је значајно за дефинисање осетљивости

MEMS-а. То се, на основу првих анализа, може постићи, на пример, наношењем танких полупроводничких филмова преко силицијумске мембране (плазма-танак узорак).

Теоријска анализа у погледу примене модификованог Фуријеовог закона провођења топлоте (Прилог 3), може се допунити анализом граница применљивости теориског модела а) на малим дебљинама узорака и б) високим фреквенцијама модулације. Мале дебљине узорака ($\sim 10 \mu\text{m}$) захтевају анализу утицаја вишеструких рефлексија упадне светлости, а високе фреквенције модулације захтевају анализу важења класичне теорије у односу на потребу тумачења резултата постојећим квантним теоријама.

Прилог 1.

Статичка компонента температуре

Као што је добро познато, за описивање и тумачење фотоакустичких сигнала полупроводника потребно је познавати динамичку компоненту температуре [1,2]. Треба, међутим, знати да је и познавање статичке компоненте температуре неопходно за комплетно описивање понашања фотоакустичких сигнала у присуству одређене концентрације фотогенерисаних носилаца [3,4].

Посматрајмо полутранспарентни силицијумску плочицу n -типа која има дебљину од $l = 1000 \mu\text{m}$ и апсорпциони коефицијент β , чија је предња страна $x=0$ (видети слику СП1) униформно осветљена модулисаним ласерским зраком интензитета $I_0 = 10 \text{ W/m}^2$. Каде је енергија ласерског зрачења ($\varepsilon = h\nu \geq \varepsilon_g$) једнака или већа од енергетског процепа (ε_g) полупроводника од силицијума n -типа, апсорбовани фотони светлости генеришу слободне носиоце – електроне и шупљине. На основу претходних радова [1,2], једначина промене статичке компоненте концентрације фотогенерисаних носилаца $\delta n_p^{st}(x)$ дуж x -осе дата је са:

$$\frac{d^2 \delta n_p^{st}(x)}{dx^2} - \frac{\delta n_p^{st}(x)}{L_p^2} = -\frac{\beta I_0}{\varepsilon D_p} e^{-\beta x}, \quad (\text{П1.1})$$

где је $L_p = \sqrt{D_p \tau}$ дифузиона дужина мањинских носилаца (шупљина) окарактерисана дифузионим коефицијентом шупљина D_p и њиховим временом живота τ . Решење једначине (П1.1) се може наћи узевши у обзир граничне услове

$$D_p \left. \frac{d\delta n_p^{st}(x)}{dx} \right|_{x=0} = s_1 \cdot \delta n_p^{st}(0) \text{ и } D_p \left. \frac{d\delta n_p^{st}(x)}{dx} \right|_{x=l} = -s_2 \cdot \delta n_p^{st}(l). \quad (\text{П1.2})$$

Овде су s_1 и s_2 брзине површинске рекомбинације на предњој осветљеној ($x = 0$) и задњој неосветљеној ($x = l$) површини узорка. Са друге стране, промена статичке компоненте температуре $T_{st}(x)$ (температура околине се овде не разматра) дата је помоћу једначине [3]:

$$\frac{d^2 T_{st}(x)}{dx^2} = -\frac{1}{k} [H_{therm}(x) + H_{br}(x)], \quad (\text{П1.3})$$

где је k коефицијент термалне проводљивости, а топлотни извори су дати у облицима:

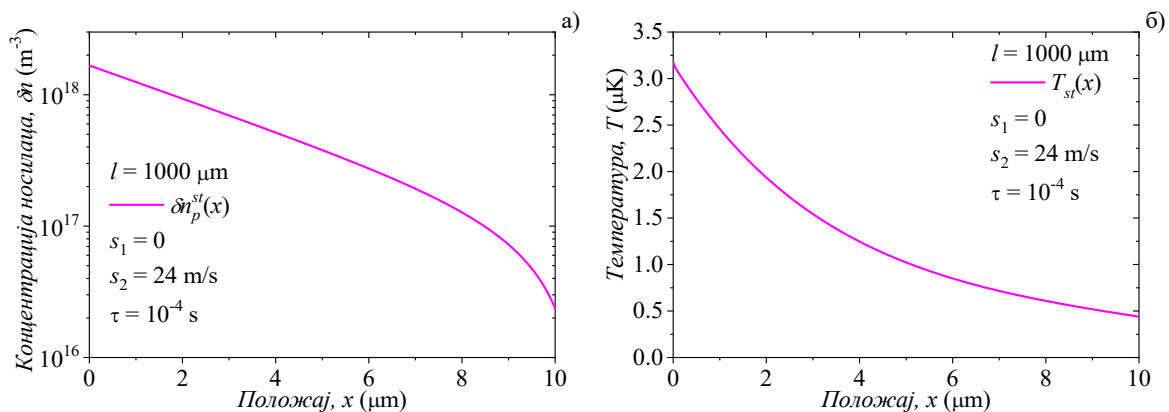
$$H_{therm}(x) = \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{\varepsilon} \beta I_0 \exp(-\beta x), \quad (\text{П1.4})$$

$$H_{br}(x) = \frac{\varepsilon_g}{\tau} \delta n_p^{st}(x). \quad (\text{П1.5})$$

Гранични услови на предњој ($x=0$) и задњој ($x=l$) површини узорка који се користе за решавање једначине (Д3) дати су у облику:

$$-k \left. \frac{dT_{st}(x)}{dx} \right|_{x=0} = s_1 \delta n_p^{st}(0) \cdot \varepsilon_g \quad \text{и} \quad -k \left. \frac{dT_{st}(x)}{dx} \right|_{x=l} = -s_2 \delta n_p^{st}(l) \cdot \varepsilon_g. \quad (\text{П1.6})$$

Прелиминарни резултати за δn_p^{st} и $T_{st}(x)$ су приказани на слици СП1 [4], у функцији координате x унутар Si плочице дебљине $l = 1000 \mu\text{m}$.



Слика СП1. Статичке компоненте а) концентрације фотогенерисаних носилаца у б) температуре као функције координате x унутар Si плочице дебљине $l = 1000 \mu\text{m}$ [4].

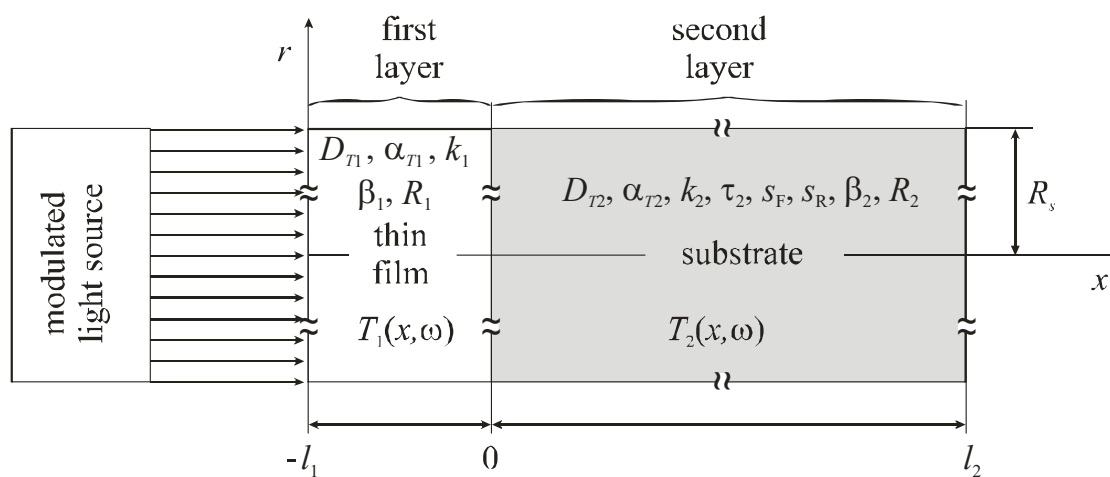
Литература уз Прилог 1

- [1] D. M. Todorovic, P. M. Nikolic, M. D. Dramicanin, D. G. Vasiljevic, Z. D. Ristovski, *Journal of Applied Physics*, **78** 9, (1995), 5750, <https://doi.org/10.1063/1.359637>
- [2] Dragana K. Markushev, Dragan D. Markushev, Slobodanka Galović, Sanja Aleksić, Dragan S. Pantić, Dragan M. Todorović, *FactaUniversitatis, Series: Electronics and Energetics*, **31**, 2, (2018), pp. 313 – 328, <https://doi.org/10.2298/FUEE1802313>
- [3] Zlatan Šoškić, Slobodanka Galović, Nebojša Bogojević, Slobodan Todosijević, *FactaUniversitatis, Series: Electronics and Energetics*, **25**, 3, (2012), pp. 213 – 224, [DOI: 10.2298/FUEE1203213S](https://doi.org/10.2298/FUEE1203213S)
- [4] D. K. Markushev, M. N. Popovic, S. P. Galovic, K. Lj. Djordjevic, D. D. Markushev, J. Ordenez-Miranda, "Steady-state temperature component within an n-type silicon plate illuminated with a laser beam of modulated intensity", The 20th International Conference on Photoacoustic and Photothermal Phenomena, July 7-12, 2019, Moscow, Russia, ICPPP20 Book of Abstracts, (2019), pp. 325-326.

Прилог 2.

Температурне расподеле у двослојном узорку

У случају двослојних узорака који се састоји од првог слоја у облику танког филма (thin film) дебљине l_1 и другог слоја (substrate) дебљине l_2 [1], развијен је теоријски модел [2,3] за анализу фотоакустичког одзива двослојног система и одређивања његових оптичких, термалних, еластичних и транспортних параметара. Овде ће бити представљена анализа слојева различитих дебљина направљених од различитих материјала: танак филм је направљен од транспарентног диелектричног материјала а други слој (substrate) је направљен од полупрозрачног полупроводника n -туре. Ради једноставније анализе претпоставка је да је читав двослојни узорак у облику кружне плоче која поседује цилиндричну симетрију око x -осе, са дебљином која је значајно мања од њеног полупречника R_s . Сва наведена поједностављења дозвољавају свођење проблема преношења топлоте кроз такав узорак на 1D проблем. Додатно, дебљина танког филма је узета тако да буде много мања од дебљине другог слоја: $l_2 \gg l_1$. Принципијелна схема тако описаног двослојног система представљена је на слици СП2 [1].



Када се двослојни узорак са слике изложи периодичном осветљавању користећи се модулисаним извором светлости који је подешен на одређену модулациону фреквенцију f , динамичка компонента температурне расподеле $T_1(x, \omega)$ у првом слоју се може добити решавањем 1D дифузионе једначине [2, 3, 4]:

$$\frac{\partial^2 T_1(x, \omega)}{\partial x^2} - \frac{i\omega}{D_{T1}} T_1(x, \omega) = -\frac{1}{k_1} \beta_1 (1 - R_1) I_0 e^{-\beta_1(x+l_1)}, \quad (\text{П2.1})$$

где је I_0 упадни интензитет светлости, R_1 је коефицијент рефлексије танког филма, D_{T1} је коефицијент топлотне дифузије танког филма, k_1 је коефицијент топлотне проводљивости танког филма, а β_1 је апсорпциони коефицијент филма. Опште решење једначине (П2.1) може се написати у облику:

$$T_1(x+l_1, f) = A_1 e^{\sigma_1(x+l_1)} + A_2 e^{-\sigma_1(x+l_1)} + A_3 e^{-\beta_1(x+l_1)}, \quad (\text{П2.2})$$

где је $\sigma_1 = \sqrt{i\omega/D_{T1}}$ комплексна топлотна дифузивност, а константа A_3 је дата као:

$$A_3 = -\frac{\beta_1 I_0 (1 - R_1)}{k_1 (\beta_1^2 - \sigma_1^2)}.$$

Динамичка компонента температурне расподеле $T_2(z, \omega)$ у другом слоју се добија решавањем 1D дифузионе једначине дате у облику [1-4]:

$$\frac{\partial^2 T_2(x, \omega)}{\partial x^2} - \sigma_2^2 T_2(x, \omega) = -\frac{\varepsilon_g}{k_2 \tau_2} n_p(x, \omega) - \frac{\beta_2 I}{k_2} \cdot \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{\varepsilon} e^{-\beta_2 x}, \quad (\text{П2.3})$$

где су $I = (1 - R_1)(1 - R_2) e^{-\beta_1 l_1} I_0$, $n_p(x, \omega)$ је концентрација фотогенерисаних мањинских носилаца дуж x -осе, ε_g је енергетски процеп полупроводника, ε је енергија фотона упадне светлости, R_2 је коефицијент рефлексије другог слоја, $\sigma_2 = \sqrt{i\omega/D_{T2}}$ комплексна топлотна дифузивност другог слоја, D_{T2} је коефицијент топлотне дифузије другог слоја, k_2 је коефицијент топлотне проводљивости другог слоја и β_2 је апсорпциони коефицијент другог слоја.

Опште решење једначине (П2.3) може се написати у облику:

$$T_2(x, \omega) = B_1 e^{\sigma_2 x} + B_2 e^{-\sigma_2 x} + B_3 n_p(x, \omega) + B_4 e^{-\beta_2 x}, \quad (\text{П2.4})$$

где су

$$B_3 = -\frac{\varepsilon_g}{k_2 \tau_2 \left(\sigma_2^2 - \frac{1}{L^2} \right)}, \quad B_4 = -\frac{\beta_2 (1-R_1)(1-R_2) e^{-\beta_2 l_1} I_0 \left(\frac{B_3}{D_e} - \frac{\varepsilon - \varepsilon_g}{k_2} \right)}{\varepsilon (\beta_2^2 - \sigma_2^2)}$$

где је $L = \sqrt{\frac{D_p \tau_2}{1 + i\omega \tau_2}}$ комплексна дифузиона дужина мањинских носилаца (D_p је дифузиони коефицијент мањинских носилаца а τ_2 је време живота (запреминско) мањинских носилаца).

Константе A_1, A_2, B_1 и B_2 могу се наћи решавањем граничних услова:

$$\begin{aligned} \text{a) } & -k_1 \frac{\partial T_1(z, f)}{\partial z} \Big|_{z=-l_1} = 0, \quad \text{b) } T_1(0, f) = T_2(0, f), \\ \text{c) } & -k_2 \frac{\partial T_2(z, f)}{\partial z} \Big|_{z=0} = s_{F2} n_e(0, f) \varepsilon_g - k_1 \frac{\partial T_1(z, f)}{\partial z} \Big|_{z=0}, \\ \text{d) } & -k_2 \frac{\partial T_2(z, f)}{\partial z} \Big|_{z=l_2} = -s_{R2} n_e(l, f) \varepsilon_g, \end{aligned} \quad (\text{П2.5})$$

где су s_{F2} и s_{R2} површинске брзине рекомбинације другог слоја на осветљеној ($x=0$) и неосветљеној ($x=l_2$) површини, респективно.

Литература уз Прилог 2

- [1] Jovančić N., Markushev D.K., Markushev, D.D., Aleksić S.M., Pantić D.S., Korte D., Franko M., Thermal and Elastic Characterization of Nanostructured Fe₂O₃ Polymorphs and TiO₂-Coated Fe₂O₃ Using Open Photoacoustic Cell, *International Journal of Thermophysics*, **41**, 90, (2020), <https://doi.org/10.1007/s10765-020-02669-w>
- [2] F.R. Lamastra, M.L. Grilli, G. Leahu, *et al.* Photoacoustic Spectroscopy Investigation of Zinc Oxide/Diatom Frustules Hybrid Powders. *Int. J. Thermophys*, **39**, 110, (2018). <https://doi.org/10.1007/s10765-018-2428-6>
- [3] D.M.Todorovic, M.D.Rabasovic, D.D.Markushev, Photoacoustic elastic bending in thin film – substrate system: Experimental determination of the thin film parameters, *Journal of Applied Physics*, **116**, 053506, (2014), <http://dx.doi.org/10.1063/1.4890346>
- [4] D. D. Markushev, J. Ordonez-Miranda, M. D. Rabasović, S. Galović, D. M. Todorović, and S. E. Bialkowski, "Effect of the absorption coefficient of aluminium plates on their thermoelastic bending in photoacoustic experiments", *J. App. Phys.* **117**, 245309 (2015); doi: 10.1063/1.4922718

Прилог 3.

Примена модификованог Фуријеовог закона

Када је говорено о транспорту енергије и провођењу топлоте (Глава 2) речено је да се заменом првог Фиковог закона:

$$j_Q = -k \frac{dT(x)}{dx}, \quad (\text{ПЗ.1})$$

у једначину

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\frac{\partial j_Q}{\partial x}, \quad (\text{ПЗ.2})$$

добија једначина (13)

$$\rho c_V \frac{\partial T(x)}{\partial t} = k \frac{\partial^2 T(x)}{\partial x^2}, \quad (\text{ПЗ.3})$$

или (14)

$$\frac{\partial T(x, \omega)}{\partial t} = D_T \frac{\partial^2 T(x, \omega)}{\partial x^2}. \quad (\text{ПЗ.4})$$

У математичком смислу последња диференцијална једначина се назва параболичном једначином провођења топлоте (Parabolic Heat Conduction Equation - PHCE) [1-3]. Она носи у себи један велики проблем: подразумева да се температурне промене на осветљеној предњој страни узорка тренутно тј. бесконачном брзином преносе и на његову задњу страну. То је у супротности са данашњим схватањем физике које подразумева да се промене преносе коначним брзинама, а да је највећа од њих брзина светлости.

Решење овог проблема може се наћи у чињеници да је први Фиков закон само груба апроксимација једне много сложеније једначине, која поред осталог описује и просторне и временске промене топлотног флукса:

$$\tau_T \frac{\partial j_Q}{\partial t} + j_Q = -k \frac{\partial T(x)}{\partial x}, \quad (\text{ПЗ.5})$$

где је τ_T топлотно релаксационо време супстанце од које је тело направљено. Помоћу ове једначине (модификовани Фуријеов закон) добија се много "егзактнија"

диференцијална једначина, тзв. хиперболична једначина провођења топлоте (Hyperbolic Heat Conduction Equation - HHCE) [1-4], која има облик:

$$\tau_T \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T(x, \omega)}{\partial t} = D_T \frac{\partial^2 T(x, \omega)}{\partial x^2}, \quad (\text{ПЗ.6})$$

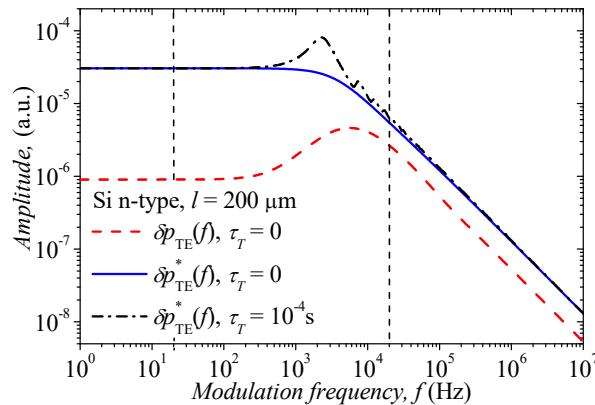
или

$$\boxed{\frac{1}{v_T^2} \frac{\partial^2 T(x, \omega)}{\partial t^2} + \frac{1}{D_T} \frac{\partial T(x, \omega)}{\partial t} = \frac{\partial^2 T(x, \omega)}{\partial x^2}}, \quad (\text{ПЗ.7})$$

где је $v_T = \sqrt{D_T / \tau_T}$ тзв. брзина простирања топлоте. Последња једначина има исту форму као и једначина простирања електро-магнетних таласа у некој средини. Оно што је битно то је да ова једначина описује провођење топлоте у било којој материјалној средини али и у вакууму. Што се брзине простирања топлоте v_T тиче, она представља неку граничну брзину носилаца топлоте (електрона, шупљина, фонона,..) за одговарајућу средину, и увек је много мања од брзине светлости c : $v_T \ll c$. Једино је у случају вакуума $v_T = c$, што значи да су носиоци топлоте фотони.

Као што је већ поменуто у претходним радовима [3], претпостављена вредност τ_T у полупроводницима креће се у области (10^{-7} - 10^{-8}) s. У том случају обе једначине, и (ПЗ.4) и (ПЗ.7), ће дати исте резултате за $T(x, \omega)$ у истраживаном интервалу модулационих фреквенција.

Ако претпоставимо, хипотетички, да је вредност τ_T у области (10^{-4} - 10^{-6}) s, примена модификованог Фуријеовог закона показује постојање јаких промена у расподелама температура (слике 43 и 44) и, као последице, сличних промена у облику и понашању термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала (слике 46 и 47) – појави структура сличних пиковима али које сада уопште немају везе са утицајем слободних носилаца. На основу резултата са слика 45 – 47, на слици СПЗ [6] су упоређени резултати анализе Фуријеовог класичног приступа и добијене термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала „без“ (плава пуна линија, $\tau_T = 0$), „са“ носиоцима (црвена испрекидана линија, $\tau_T = 0$) и модификованог Фуријеовог приступа “без” носилаца (црна испрекидана линија, $\tau_T = 10^{-4}$ s) у случају силицијумског узорка дебљине $l = 200 \mu\text{m}$.



Слика СПЗ. Фуријеов (пуна и испрекидана линија) и модификован Фуријеов закон (црта-тачка линија) примењени у прорачуну термоеластичне компоненте фотоакустичког сигнала „са“ (без звездице) и „без“ носилаца, у функцији фреквенције модулације f у случају $200 \mu\text{m}$ дебеле Si плочице [6].

Резултати са слике СПЗ [6] показују да стварање структура сличних пиковима на термоеластичној компоненти фотоакустичког сигнала није искључиво последица утицаја фотогенерисаних носилаца већ може да буде и последица утицаја појаве термалних резонанци. Треба имати у виду да су добијени резултати који су овде представљени више хипотетички него стварни за полупроводнике, али ова врста анализе може отворити пут успостављању нове методе за израчунавање или корекцију претпостављених вредности брзине ширења топлоте и τ_T .

Литература уз Прилог 3

- [1] Y.M. Ali , L.C. Zhang, Relativistic heat conduction, International Journal of Heat and Mass Transfer, 48 (2005) 2397–2406, doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.02.003
- [2] Y.M. Ali , L.C. Zhang, Relativistic moving heat source, International Journal of Heat and Mass Transfer 48 (2005) 2741–2758, doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.02.004
- [3] S. Galovic and D. Kostoski, "Photothermal wave propagation in media with thermal memory", Journal of Applied Physics, 93, 3063-3070 (2003), DOI: 10.1063/1.1540741
- [4] Ordonez-Miranda, J.J. Alvarado-Gil, "Determination of thermal properties for hyperbolic heat transport using a frequency-modulated excitation source", International Journal of Engineering Science, 50, 101–112 (2012),doi:10.1016/j.ijengsci.2011.08.012
- [5] Vedavarz, A., Kumar, S., & Moallemi, M. K., "Significance of non-Fourier heat waves in conduction", Journal of Heat Transfer–Transactions of the ASME, 116, 221–224 (1994), DOI: 10.1115/1.2910859
- [6] Markushev D.K., Markushev D.D., Aleksic S.M., Pantic D.S., Galovic S.P., Todorovic D.M., and 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, Journal of Applied Physics, 126 (18), 185102 (2019), <https://doi.org/10.1063/1.5100837>

БИОГРАФИЈА АУТОРА

Драгана Китан Маркушев је рођена 03.07.1973. године у Нишу, где је завршила и основну и средњу школу. Основне студије је завршила на Природно-математичком факултету у Приштини где је 30.12.1999. стекла звање дипломираног физичара. Након тога уписује студије физике на Природно-математичком факултету у Нишу, које завршава 14.02.2005. стицањем звања дипломираног професора физике и општетехничког образовања. Докторске студије уписала је школске 2015/2016 на Електронском факултету у Нишу, на Катедри за микроелектронику.

Завршетком основних студија ради у неколико основних и средњих школа у Нишу да би се, након пресељења у Београд, запослила у Основној школи „Стеван Сремац“ у Борчи као наставник Техничког и информатичког образовања.

Почетком 2014. Године почиње сарадњу у оквирима научних истраживања са колегама са Катедре за микроелектронику Електронског факултета Универзитета у Нишу, на карактеризацији полупроводника у оквирима МикроЕлектроМеханичких-Система, где наредне године уписује докторске студије. Активно учествује како на развојима теорије тако и на примени неких експерименталних метода карактеризације полупроводника у фреквентном домену, тако да проширује своју сарадњу и са колегама са Института у Винчи и Института за Физику Универзитета у Београду где је урадила већи део својих експерименталних истраживања.

Током 2018. године провела је три месеца на студијском боравку у Лабораторији за науке о околини и животне науке Универзитету у Новој Горици, Словенија, у оквиру студентске размене ERASMUS+ програм. Током поменутог боравка стекла је основна знања и искуство у раду са различитим експерименталним методама заснованим на фототермалним ефектима (термално сочиво, извијање и скретање зрака) у циљу испитивања и карактеризације танких филмова полупроводничких материјала у оквирима њихове примене за заштиту човекове околине.

Области њеног интересовања и истраживања су, поред осталог, микроелектроника, фотоника, фототермалне науке, фотоакустика, физика полупроводника и нано-материјала, физика и заштита околине.

ИЗЈАВА О АУТОРСТВУ

Изјављујем да је докторска дисертација, под насловом

УТИЦАЈ ФОТОГЕНЕРИСАНИХ НОСИЛАЦА НАЕЛЕКТРИСАЊА НА ТЕРМАЛНЕ И ЕЛАСТИЧНЕ ОСОБИНЕ СИЛИЦИЈУМА *n*-ТИПА


која је одбрањена на Електронском 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, 4.12.2020

Потпис аутора дисертације:


Драгана К. Маркушев

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


Наслов дисертације:

**УТИЦАЈ ФОТОГЕНЕРИСАНИХ НОСИЛАЦА НА ЕЛЕКТРИСАЊА НА
ТЕРМАЛНЕ И ЕЛАСТИЧНЕ ОСОБИНЕ СИЛИЦИЈУМА *n*-ТИПА**

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, 4.12.2020.

Потпис аутора дисертације:


Драгана К. Маркушев

ИЗЈАВА О КОРИШЋЕЊУ

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

УТИЦАЈ ФОТОГЕНЕРИСАНИХ НОСИЛАЦА НАЕЛЕКТРИСАЊА НА ТЕРМАЛНЕ И ЕЛАСТИЧНЕ ОСОБИНЕ СИЛИЦИЈУМА *n*-ТИПА

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, 4.12.2020

Потпис аутора дисертације:


Драгана К. Маркушев

