

МАТЕМАТИЧКА ГИМНАЗИЈА

МАТУРСКИ РАД
ИЗ ФИЗИКЕ

Теорија аутокорељације и рад са ГЕСО аутокорељатором

Ученик
Ања ШУШЊАР, IVд

Ментор
др Предраг РАНИТОВИЋ
Физички факултет
Универзитет у Београду

Београд, мај 2023.

Садржај

1	Увод	1
2	Теорија аутокорељације	3
2.1	Мајкелсонов интерферометар	3
2.2	Генерисање другог хармоника	4
2.3	Аутокорељација интензитета	6
2.4	Интерферометријска аутокорељација	7
3	Експериментална поставка	9
3.1	ГЕСО аутокорељатор	9
3.2	Технички део	10
3.3	Нелинеарни кристали	11
4	Резултати експеримента	12
4.1	Мерења	12
4.2	Дискусија	17
5	Закључак	20
	Литература	21

1

Увод

Убрзо после прве демонстрације ласера (1960), амерички физичар Питер Франкен је 1961. године, заједно са својим сарадницима, почео да посматра генерисање другог хармоника фундаменталне таласне дужине ласерског зрачења. То је био покретач четрдесетогодишњег развоја нелинеарне оптике, које је доживело кулминацију 2001. године, када је први пут генерисано кохерентно зрачење атосекундног трајања импулса (10^{-18} s). Након првог успешног генерисања хармоника високог реда у атомима ретких гасова помоћу интензивно фокусираних ласерских зрака, могло се закључити да су ти хармоници фазно усаглашени и због тога је очекивано да ће допринети појави атосекундних импулса.

Ипак, било је потребно 10 година да би се дошло до жељених резултата. За то време, особине хармоника и интеракције ласера са атомима, односно молекулима, су биле проучаване и теоријски и експериментално. На крају, све то доводи до настанка атосекундне физике (*аттофизике*) почетком 21. века. Атосекундни импулси су данас у распону од ултраљубичастих зрака у вакууму до меких рендгенских зрака.

Оптички параметарски извори представљају добар начин генерисања ултрабрзих импулса у неким областима спектра које не покривају обични ласери. Ови извори су веома флексибилни, зато што могу да покрију велики опсег таласних дужина само једним уређајем. Поларизација оваквог ласера дели фотон више енергије („пумпу“) на два фотона ниже енергије.

Код фемтосекундних оптичких параметарских појачавача (енг. *Optical Parametric Amplifier* - *OPA*), пумпа обично садржи $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ (титанијум-сафир) систем на таласној дужини 800 nm или његов други хармоник (на 400 nm). Енергија оваквог система је обично неколико микроцула.

OPA са $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ласером могу да прошире таласне дужине које одговарају видљивом делу спектра до оних које одговарају средини инфрацрвеног дела спектра. Такви ласери са великим таласним дужинама имају способност

да генеришу X-зраке и атосекундне импулсе. Трајање кратких импулса се може најлакше одредити уз помоћ аутокорељације, чему ћемо се посветити у наставку овог рада.

Генерисање кохерентног, атосекундног зрачења у EUV делу спектра и у делу спектра меких X-зрака помоћу фемтосекундних ласера у лабораторијском окружењу, представља кључни моменат у истраживању динамике система и контролисању неких од најбржих појава у природи, као што су вибрација и дисоцијација молекула (реда величине фемтосекунде) и кретање електрона у атому или молекулу (реда величине атосекунде). Такође, од пре неколико година, ласером генерисано EUV зрачење почиње да се користи за производњу нових генерација чипова, што представља историјску прекретницу у полупроводничкој индустрији.

Генерација и временска карактеризација ласерског зрачења у средњем инфрацрвеном спектру је важан део пројекта ATTOPLASMAS, финансираног од стране Фонда за науку, на Физичком Факултету у Београду.

2

Теорија аутокорељације

2.1 Мајкелсонов интерферометар

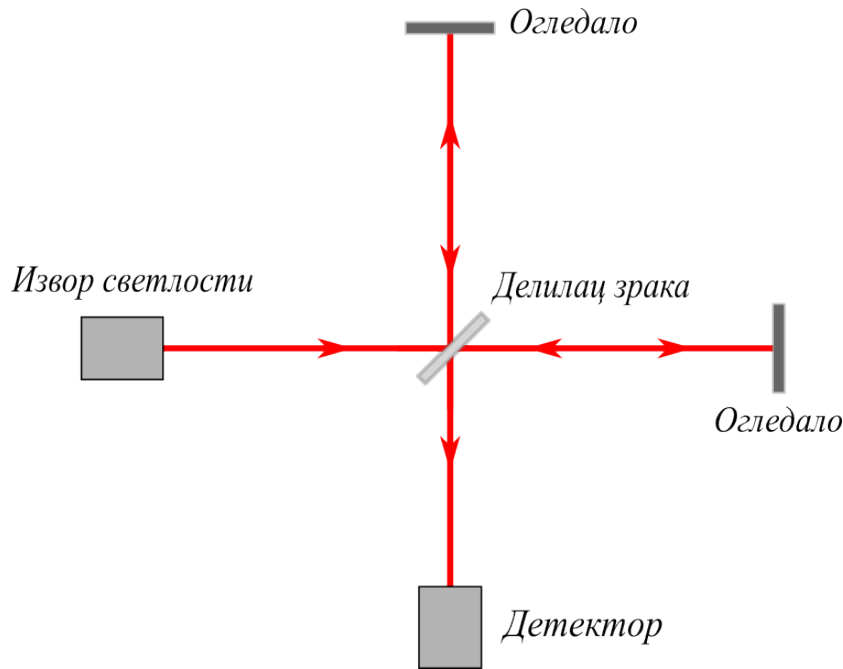
Да бисмо у потпуности могли да разумемо појмове које ћемо обрадити у склопу овог поглавља, потребно је да знамо шта је Мајкелсонов¹ интерферометар.

Наиме, у 19. веку се сматрало да постоји етар - специфична средина кроз коју се простиру светлост и остали електромагнетни таласи. Пошто се светлост простире и кроз вакуум, претпостављало се да је он испуњен етром. То би значило да, како се тела крећу неометано у вакууму, онда се крећу без деловања икаквих сила и у етру. Дакле, етар би онда имао неуобичајена својства.

Циљ Мајкелсоновог, касније и Мајкелсон-Морлијевог експеримента [2], је био да одреде брзину етарског ветра, тј. брзину кретања Земље у односу на етар. Иако се може десити да релативна брзина буде једнака нули, ипак није могуће да то важи све време.

Мајкелсон је осмислио апаратуру (*Мајкелсонов интерферометар*), која се и данас користи у неком облику, а која је била саставни део експеримента у коме је оповргнуто постојање етра. Мајкелсонов интерферометар се састоји од два огледала и делиоца зрака. Извор емитује светлост која се дели на два снопа када стигне до делиоца зрака. Делилац зрака се понаша као полупропусно огледало, што значи да ће један снап светлости проћи кроз делиоца, а други ће се одбити од њега као од огледала. Оба снопа светлости даље стижу до одговарајућих огледала, рефлектују се од њих и враћају се до делиоца зрака. Сноп светлости који је први пут био пропуштен, сада ће бити рефлектован, и обрнуто. Снопови светлости се након другог сусрета са делиоцем зрака поново „спајају” и стварају интерференционе пруге када стигну до заклона.

¹Алберт Абрахам Мајкелсон (1852 – 1931), добитник Нобелове награде за физику 1907.



Слика 2.1. Шема Мајкелсоновог интерферометра.

У Мајкелсон-Морлијевом експерименту, делилац зрака је био постављен под углом од 45° , што значи да би остао под истим углом и када би се цела апаратура заротирала за 90° . У теорији, услед кретања етра, огледала ће се померити и утицати на разлику путева два снопа светлости. Дакле, апаратура треба да се заротира за 90° , да би се уочио померај интерференционих пруга. Рачунски се за померај добија величина која би морала да буде детектована интерферометром, међутим, експериментално није уочен померај између пруга, што је довело до закључка да етар не постоји.

2.2 Генерисање другог хармоника

Генерисање другог хармоника [3] (енг. *Second-harmonic generation – SHG*) представља нелинеаран оптички процес у ком два фотона истих енергија интерагују са нелинеарним материјалом и притом генеришу нови фотон дупло веће енергије од почетних фотона. Ефикасност овог процеса зависи од оптичког интензитета и због тога се ласерски зраци често фокусирају у експериментима са генерисањем другог хармоника, како би се повећао интензитет [4].

$$I = \frac{P}{w^2 \pi \tau R} \quad (2.1)$$

Из формуле 2.1 видимо да је интензитет обрнуто пропорционалан површини круга ласерског фокуса ($w^2\pi$), што нам говори да је потребан мањи фокус за већи интензитет уколико имамо исти број фотона (τR ; τ - дужина трајања ласерског импулса, R - стопа понављања (у јединици времена)).

Овај процес представља специјалан случај генерисања збирне учестаности [5] (енг. *Sum-frequency generation - SFG*). SFG је нелинеаран оптички процес заснован на комбиновању два улазна фотона са фреквенцијама ω_1 и ω_2 , од којих се добија фотон фреквенције ω_3 , тако да важи закон одржања енергије:

$$\hbar\omega_1 + \hbar\omega_2 = \hbar\omega_3, \quad (2.2)$$

односно, $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Један од услова који мора да буде испуњен да би дошло до овог процеса је да су светлосни снопови веома јаког интензитета, нпр. да потичу од пулсних ласера.

Генерисање другог хармоника у кристалима захтева велику снагу, која може бити добијена помоћу ограничених количина енергија ултракратких импулса. Потребно је и да се оба снопа светлости фокусирају у исту тачку у унутрашњости кристала док траје скенирање кашњења да би могао да се генерише други хармоник.

Још један од услова је поклапање фаза, што следи из закона одржања импулса:

$$\hbar\vec{k}_1 + \hbar\vec{k}_2 = \hbar\vec{k}_3. \quad (2.3)$$

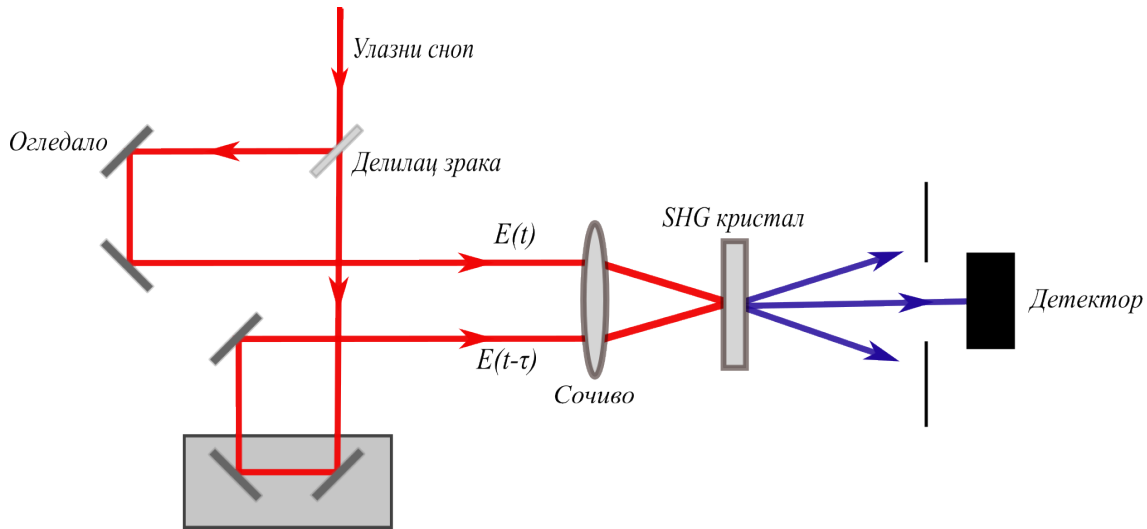
Размотримо критично и некритично фазно поклапање код генерисања другог хармоника у кристалима. Код критичног поклапања фаза постоје три типа SHG:

- Тип 0 - оба фотона имају поларизацију у правцу нередовне осе кристала и од њих настаје фотон дупло веће енергије са поларизацијом у истом правцу;
- Тип 1 - оба фотона имају поларизацију у правцу редовне осе кристала и од њих настаје фотон дупло веће енергије са поларизацијом у правцу нередовне осе;
- Тип 2 - два фотона имају нормалне осе поларизације и од њих настаје фотон дупло веће енергије са поларизацијом у правцу редовне осе.

Некритично поклапање фаза подразумева прилагођавање индекса преламања, тако да учестаност насталог другог хармоника има дупло већу вредност од оне код улазних фотона. Фазно подударње се може постићи и променом температуре код двојнопреламајућих кристала, зато што се n мења зависно од температуре. Код ове врсте фазних поклапања не постоји зависност од оријентације кристала, као код обичних поклапања фаза, и зато се зове „некритично”.

2.3 Аутокорељација интензитета

Аутокорељација интензитета [6] осликава први покушај мерења зависности ултракратких пулсних интензитета од времена. Шездесетих година прошлог века откривено је да не постоји краћи временски догађај од ултракратког импулса, стога аутокорељација представља резултат мерења пулса самим собом. Она подразумева дељење пулса на два, тако да један касни у односу на други, на крају их преклапајући у нелинеарној оптичкој средини са брзом одзивном реакцијом, као што је SHG кристал.



Слика 2.2. Пример апаратуре за аутокорељацију интензитета.

На слици 2.2 је приказана апаратура која може да се користи за мерење интензитета аутокорељације. Наиме, улазни сноп светлости прво долази до делиоца зрака, који пропушта један, док рефлектује други део снопа. Пропуштени зраци стижу до два огледала која могу да се померају, како би могло да се контролише кашњење (на слици је обележено као сива плоча). Подељени снопови се, након одбијања од неколико огледала, поново састају у сочиву, које их фокусира у SHG кристал. Након проласка зрака кроз кристал, они наилазе на заклон са прорезом, тако да детектор може да примети само оне зраке који пролазе право кроз кристал.

SHG кристал ће створити светлосни сигнал дупло веће фреквенције од улазне светлости и чије је поље добијено као:

$$E_{sig}^{SHG}(t) \propto E(t)E(t - \tau), \quad (2.4)$$

где је са τ означено кашњење.

Интензитет поља је пропорционалан производу интензитета почетних пулсева, односно:

$$I_{sig}^{SHG}(t) \propto I(t)I(t - \tau). \quad (2.5)$$

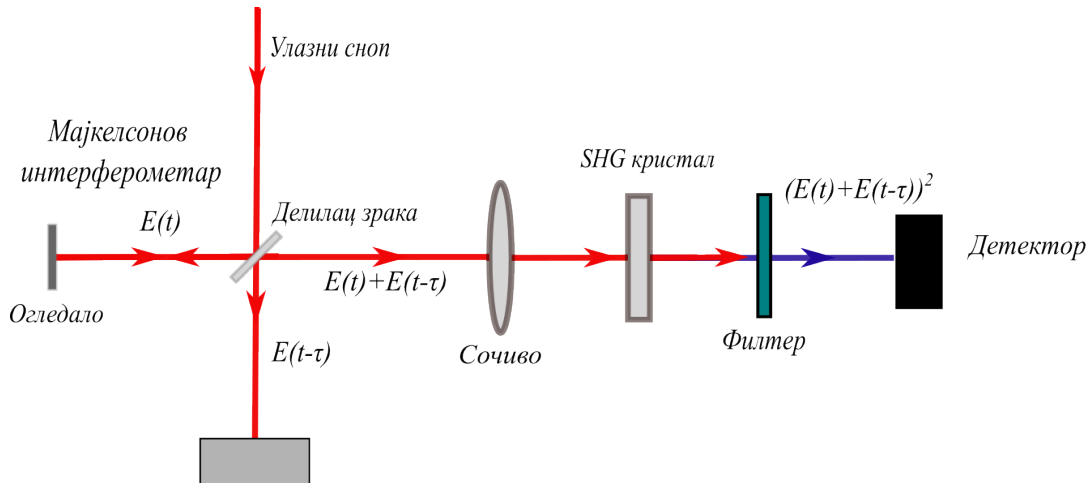
Детектор је сувише спор да би приметио зрак за то време, па ће он измерити интензитет аутокорељације:

$$A^{(2)} = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau) dt. \quad (2.6)$$

Ознака (2) нам говори да је у питању аутокорељација другог реда (могуће су и аутокорељације трећег реда).

2.4 Интерферометријска аутокорељација

Интерферометријска аутокорељација [6] (енг. *interferometric autocorrelation*, често и *fringe-resolved autocorrelation*, скр. *FRAC*) је метода мерења пулса која комбинује величине које се односе на аутокорељацију. Она подразумева мерења зависности енергије другог хармоника од кашњења из SHG кристала који је постављен на излазном правцу Мајкелсоновог интерферометра. Састоји се од мерења аутокорељације користећи колинеарне зраке, тако да се светлост другог хармоника створена интеракцијом два различита зрака комбинује са кохерентном светлошћу која је добијена сваким засебним снопом. На крају долази до интерференције због кохерентног слагања зрака, по чему се разликује од аутокорељације интензитета.



Слика 2.3. Приказ апаратуре FRAC-а.

Ова врста аутокорељације је боља од претходне, зато што нам даје податке о фази импулса. Одатле још увек нису добијени интензитет и фаза импулса,

а као додатни проблем имамо то што различити пулсеви (чак и они чије се таласне дужине приметно разликују) могу имати прилично сличне FRAC резултате.

Израз којим се добија интензитет сигнала FRAC-а је следећи:

$$\begin{aligned} I_{FRAC}(\tau) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left| [E(t) + E(t - \tau)] \right|^2 dt \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \left| E(t)^2 + 2E(t)E(t - \tau) + E(t - \tau)^2 \right|^2 dt \end{aligned} \quad (2.7)$$

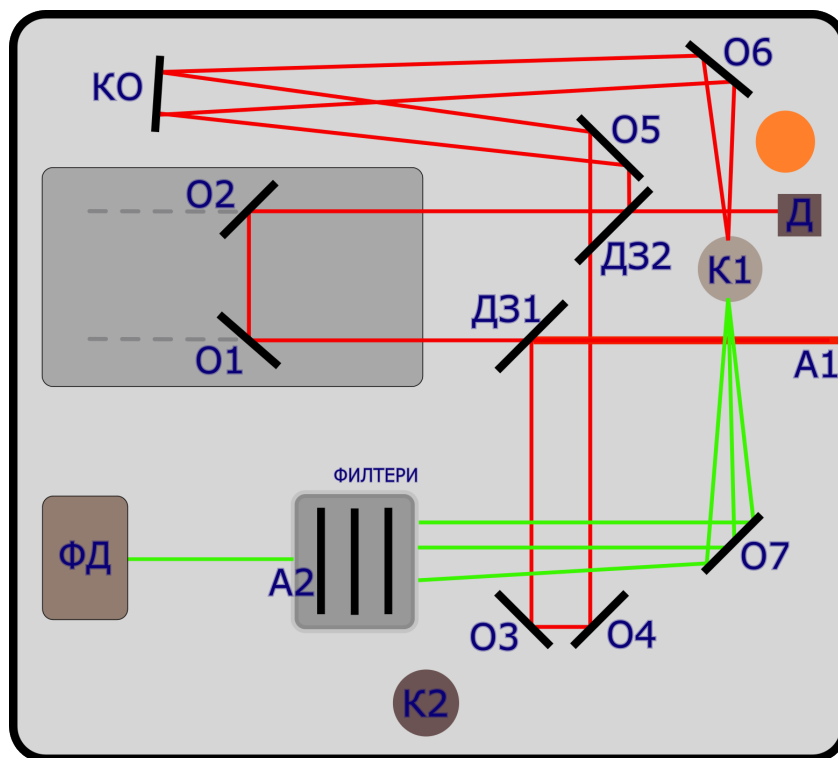
Приметимо да нам без чланова $E(t)^2$ и $E(t - \tau)^2$ остаје $|2E(t)E(t - \tau)|^2$, што фигурише у изразу за интензитет обичне аутокорељације (видети формулу 2.5).

3

Експериментална поставка

3.1 GECO аутокорелатор

Рад GECO аутокорелатора [7] се заснива на неколинеарном генерисању другог хармоника у нелинеарном кристалу, тако да се ствара траг (сигнал) аутокорелације интензитета, који зависи од трајања импулса улазног снопа.



Слика 3.1. Унутрашњост GECO аутокорелатора; А - апертура, Д - детектор, ДЗ - делилац зрака, К - кристал, КО - конкавно огледало, ФД - фотодиода.

GECO може да добије потпун траг аутокорељације интензитета за пулсеве између 10 fs и 20 ps, а покрива и опсег таласних дужина од 500 nm до 2000 nm.

GECO подржава и неколинеарно и колинеарно подешавање угла под којим се секу зраци, с тим што колинеарно подешавање омогућава извођење интерферометријских аутокорељационих мерења, која су практичнија за пулсеве око 10 fs.

3.2 Технички део

Посветимо се сада анализи рада GECO аутокорељатора, користећи се сликом 3.1. Пре свега, снап светлости улази у систем кроз отвор А1. Након тога, снап стиже до делиоца зрака ДЗ1, који га дели на два снопа: пропуштен снап који наставља своју путању ка огледалу О1 и рефлектован снап који је усмерен ка огледалу О3. Оба снопа се одбијају од два огледала (О1 и О2, односно О3 и О4) пре него што наиђу на ДЗ2.

Други делилац зрака ће пропустити снап који је дошао од огледала О4, док ће снап од огледала О2 поделити на два. Један део тог снопа је, такође, усмерен ка огледалу О5, док други стиже до детектора Д, који нам након тога шаље информацију да аутокорељатор ради.

Два снопа која су након сусрета са ДЗ2 била усмерена ка огледалу О5, рефлектују се од њега и крећу се ка конкавном огледалу. Улога конкавног огледала, у комбинацији са огледалом О6, је фокусирање зрака у нелинеарни кристал К1. Од тих зрака, кристал генерише сигнал збирне фреквенције, чији интензитет зависи од временског преклапања основних пулсева.

Огледала О1 и О2 могу да се заједно померају дуж плоче на којој се налазе (дуж испрекиданих линија на слици 3.1). То померање утиче на временску, односно фазну, разлику зрака који улазе у кристал К1, тако да можемо да добијемо пун сигнал аутокорељације интензитета, чије је трајање пулса између 10 fs и 30 ps.

Генерисани зраци, након изласка из кристала К1, се рефлектују од огледала О7 и пролазе кроз низ филтера. Иза последњег филтера налази се отвор А2, који усмерава снап светлости ка фотодиоди. Филтери служе за прилагођавање интензитета светлости који стиже до фотодиоде у случају да је он превисок. Приликом пада светлости на фотодиоду, засветлеће сигнална лампица са спољашње стране.

3.3 Нелинеарни кристали

Нелинеарни кристали [8] који се користе у процесима сличним аутокорељацији су кристали који немају превелику симетрију решетке. Приликом одабира одговарајућег кристала, потребно је размотрити многе аспекте, на пример: пожељно је користити кристал од материјала који има својство критичног фазног поклапања на собној температури (некритично фазно поклапање често захтева коришћење кристала у кристалној пећи константне температуре).

У наставку наводимо типове често коришћених нелинеарних кристала:

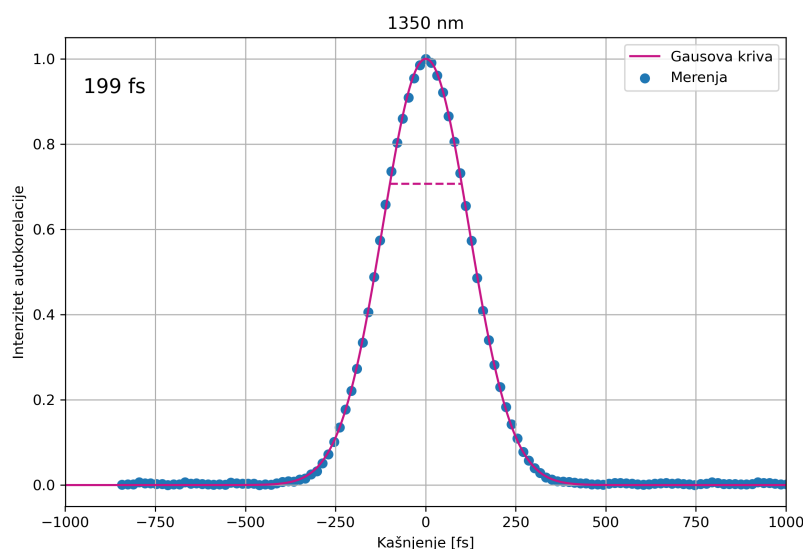
- LiNbO_3 и LiTaO_3 су кристали високе нелинеарности; имају релативно низак праг општећења, али због велике нелинеарности не морају да раде на великим интензитетима; погодни су за методе сличне аутокорељацији;
- KNbO_3 има високу нелинеарност; користи се у методама сличним аутокорељацији;
- KTiOPO_4 и њему слични кристали имају високу нелинеарност; користе се у периодичном полирању;
- KH_2PO_4 и њему слични кристали имају ниску нелинеарност и висок праг општећења; релативно хомогени у већим запреминама;
- Боратни кристали (LBO , ВВО , CLBO , CBO и сл) су zgodни за генерисање зрака кратке таласне дужине; LBO и ВВО се користе и у методама сличним аутокорељацији.

4

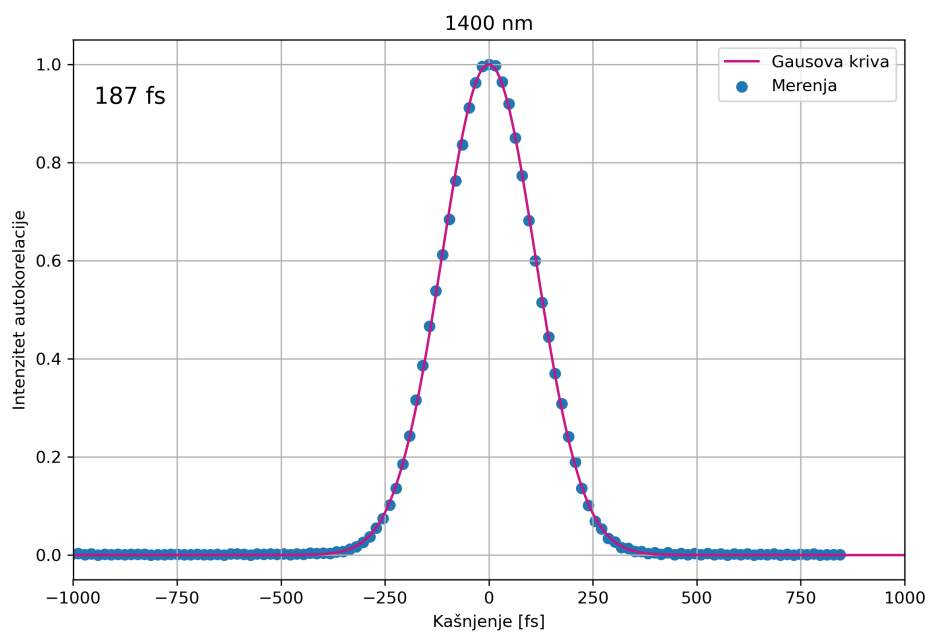
Резултати експеримента

4.1 Мерења

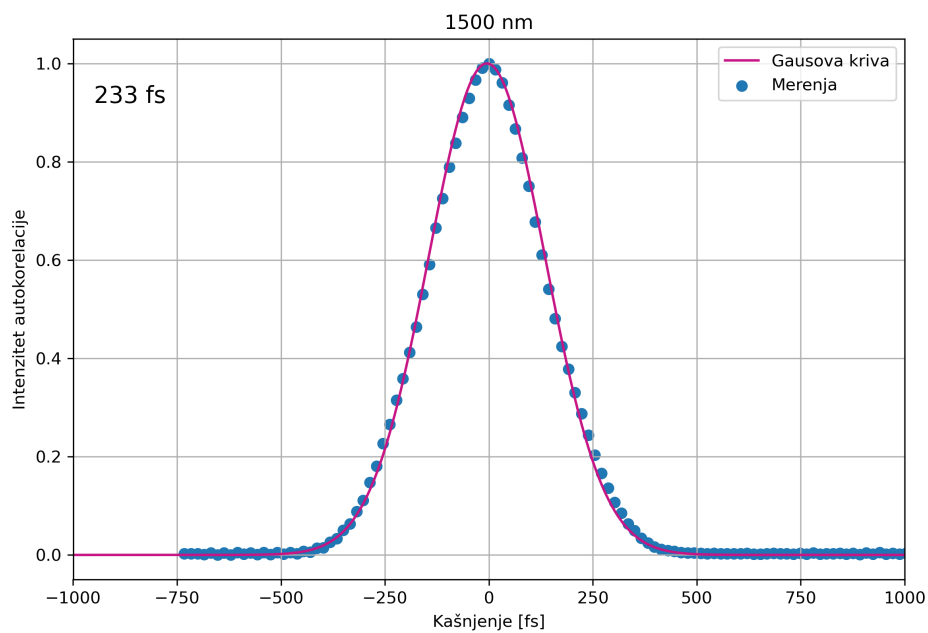
Помоћу GECO аутокорелятора (слика 3.1) извршена су мерења зависности интензитета аутокорекулације, тј. односа интензитета у некој тачки и максималног интензитета, од кашњења у опсегу таласних дужина од 1350 nm до 2100 nm. Поред скицираних зависности, на графицима 4.1-4.10 могу се видети и Гаусове криве са максимумом 1, које нам служе за утврђивање прецизности. Слика 4.11 представља тродимензионалан приказ свих мерења, помоћу којег се лакше уочавају разлике између мерења.



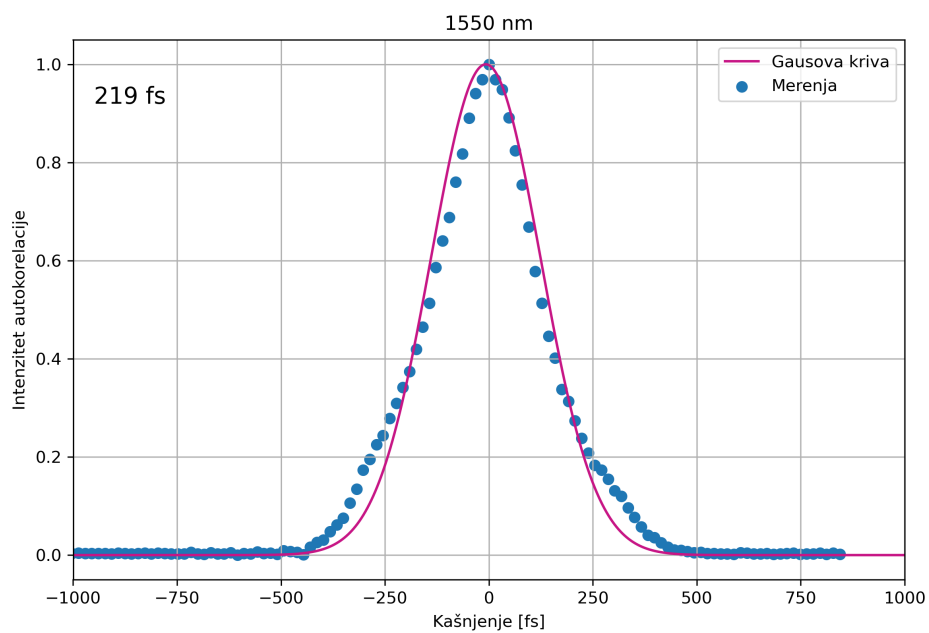
Слика 4.1. Зависност интензитета аутокорекулације од кашњења за $\lambda = 1350$ nm.



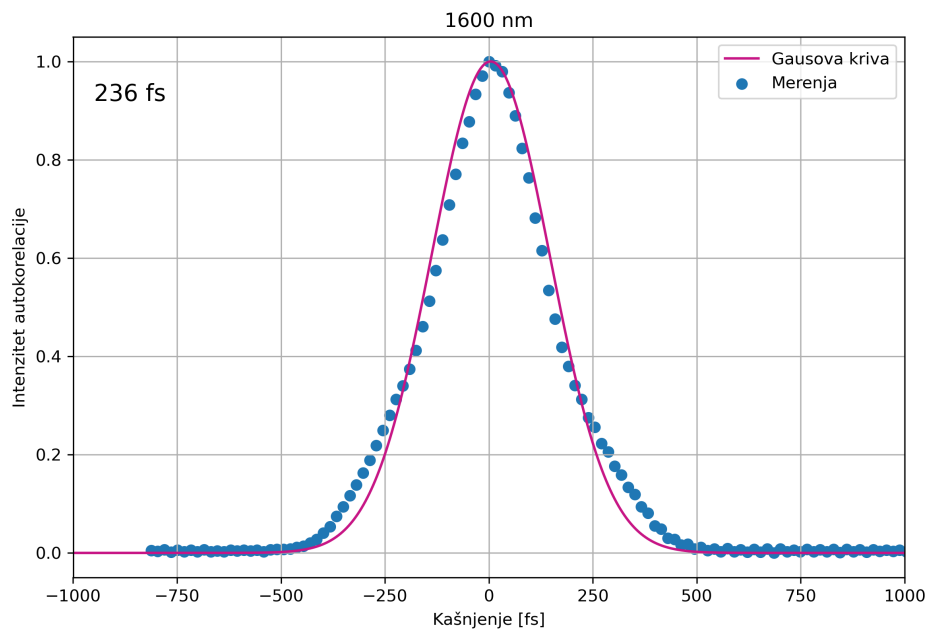
Слика 4.2. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 1400$ nm.



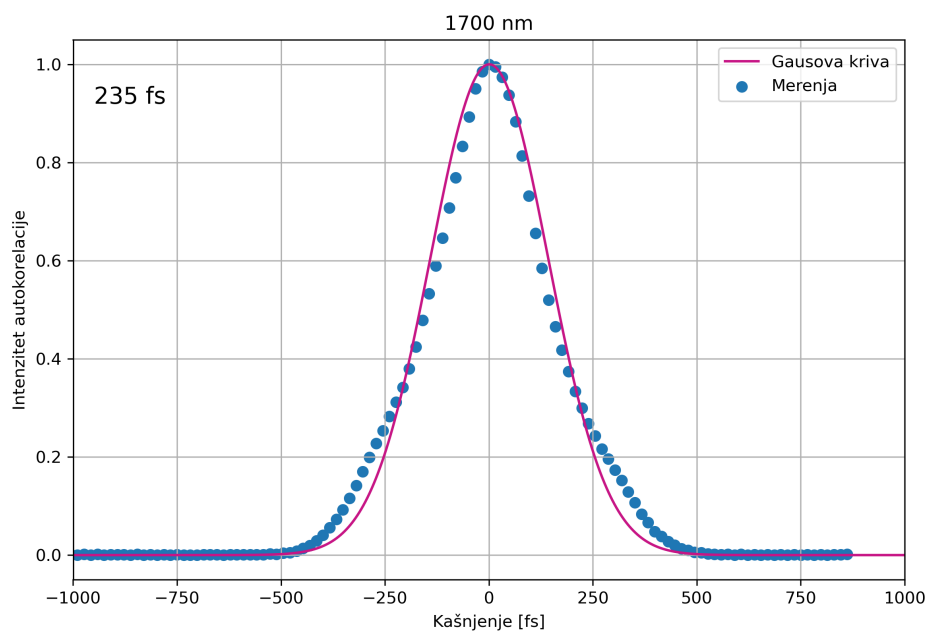
Слика 4.3. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 1500$ nm.



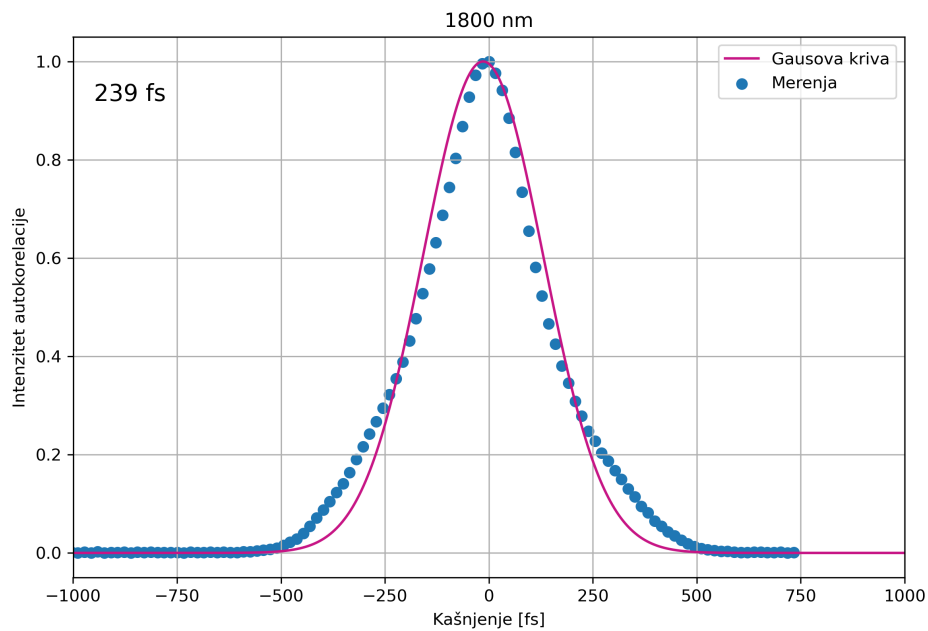
Слика 4.4. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 1550$ nm.



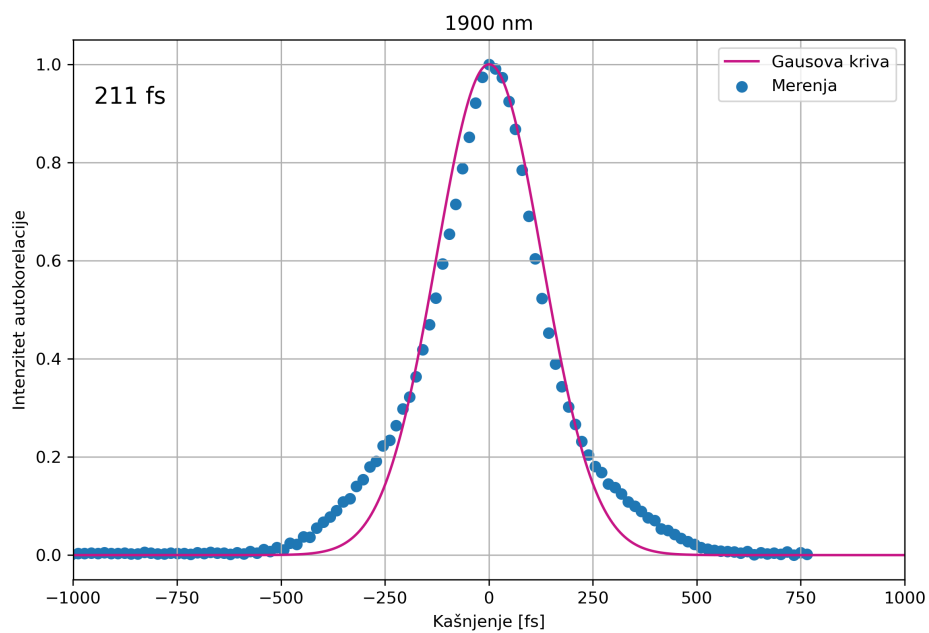
Слика 4.5. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 1600$ nm.



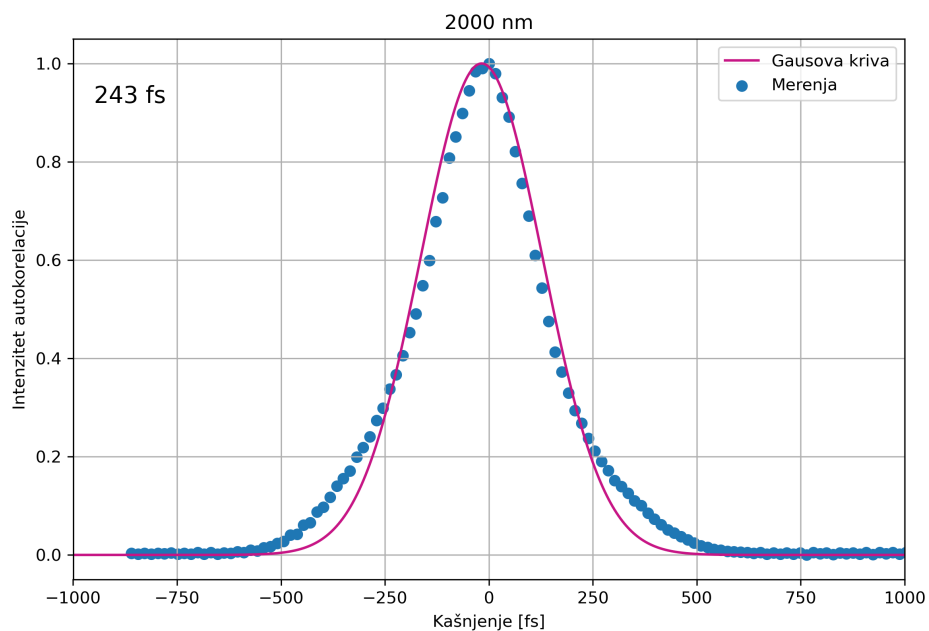
Слика 4.6. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 1700$ nm.



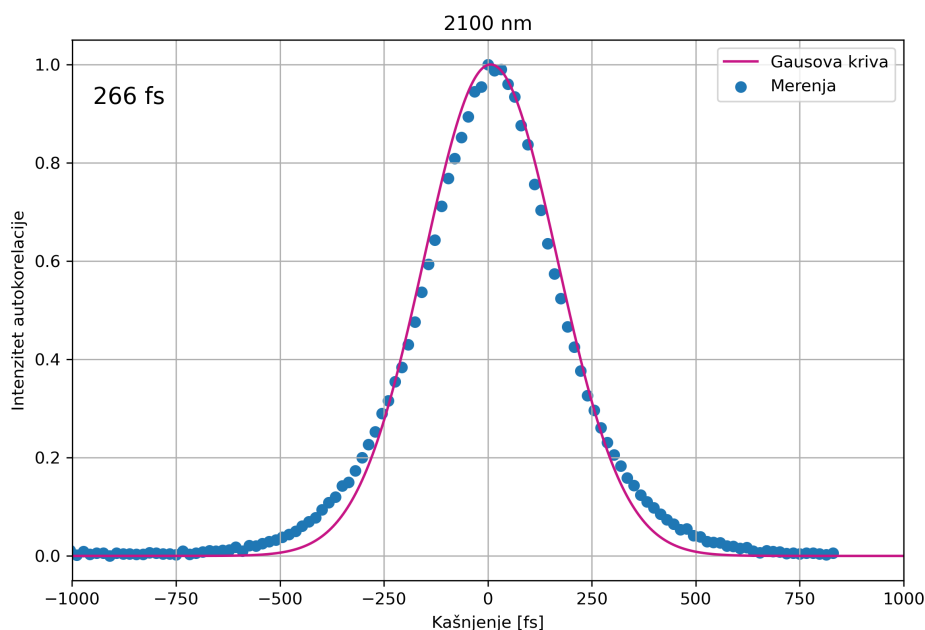
Слика 4.7. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 1800$ nm.



Слика 4.8. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 1900$ nm.



Слика 4.9. Зависност интензитета аутокорељације од кашњења за $\lambda = 2000$ nm.



Слика 4.10. Зависност интензитета аутокорекулације од кашњења за $\lambda = 2100 \text{ nm}$.

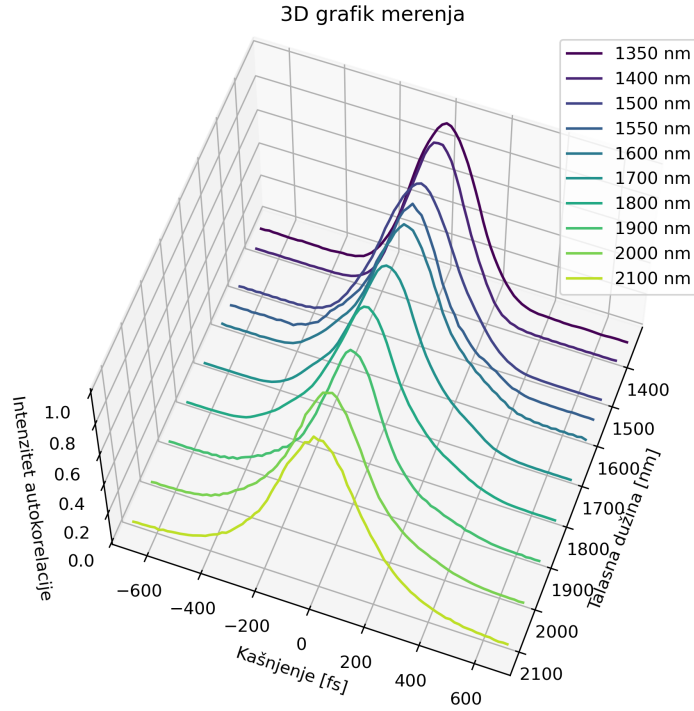
На сликама 4.1-4.10 приказане су аутокорекулационе функције добијених резултата мерења и одговарајуће Гаусове криве. У горњем левом углу сваког графика налази се вредност која означава ширину Гаусове криве која се највише поклапа са добијеним резултатима. Та ширина се одређује при интензитету $\frac{1}{\sqrt{2}}$ (обележена као испрекидана линија на слици 4.1).

4.2 Дискусија

Приликом коришћења аутокорекулатора долази до појаве разних нелинеарних ефеката (што се може видети са слика 4.1-4.11), због чега расподела наших мерења не представља идеалну Гаусову расподелу. Оно што се још може закључити је да се са порастом таласних дужина све више појављују „крила“ која представљају одступање добијених аутокорекулационих функција од одговарајућих Гаусових кривих. Још увек не можемо са сигурношћу да тврдимо зашто се појављују та „крила“, али је јасно да што је просторни профил ласера био бољи, то су одступања била мања.

На тродимензионалном графику (слика 4.11) видимо како нам се аутокорекулациона функција „шири“ са порастом таласне дужине ласера. То нам даје већи опсег временске разлике (кашњења), чије нам вредности дају боље ин-

тензитете аутокорељације. Можемо приметити да постоји очигледна разлика између ширине Гаусове криве за $\lambda = 1900$ nm и ширина Гаусових кривих на два суседна графика (за $\lambda = 1800$ nm и $\lambda = 2000$ nm). Разлог за то је, као што смо већ рекли, квалитет просторног профила ласера.



Слика 4.11. 3D график мерења са коришћеним таласним дужинама.

Нелинеарне интеракције инфрацрвених ласера са гасовима могу често да генеришу хармонике високог реда у области меких X-зрака. Максимална енергија виших хармоника код EUV (енг. *extreme ultraviolet*) и X-зрака се може представити на следећи начин

$$E_{max} = I_p + 3.17U_p, \quad (4.1)$$

где је I_p јонизациони потенцијал гаса у коме се праве хармоници, а U_p представља енергију електрона у електромагнетном пољу [9]. U_p се може записати као:

$$U_p = \frac{2e^2}{c\epsilon_0 m} \cdot \frac{I}{4\omega_0^2}, \quad (4.2)$$

где је I интензитет ласера (видети формулу 2.1), ω_0 је фреквенција ласера, m маса електрона, а e , c и ϵ_0 представљају стандардне константе у физици. Како

је $\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda}$, закључујемо да је $U_p \propto \lambda^2$, а самим тим је и E_{max} директно пропорционално квадрату таласне дужине. Односно, у нашем случају, енергија код аутокорејације за $\lambda = 2000$ nm је тачно 4 пута већа од оне код обичног ласера таласне дужине 1030 nm. Због овога желимо да добијемо ласерске зраке већих таласних дужина и да измеримо трајање њиховог импулса (из једначине 2.1 се види да трајање утиче на интензитет ласера).

Израчунајмо сада вредности интензитета ласера, затим и максималне енергије виших хармоника, за уобичајене параметре које користимо: $P = 5$ W, $\tau = 190$ fs, $\lambda = 2000$ nm, $w = 30$ μ m и $R = 5$ kHz. Из формула 2.1 и 4.1 добијамо да је $I = 1.86 \cdot 10^{14} \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ и $E_{max} = 208.25$ eV.

5

Закључак

У овом раду смо обрадили нове појмове да бисмо у потпуности могли да разумемо процес аутокорељације. Подсетили смо се Мајкелсоновог интерферометра, који и након више од 100 година представља важну компоненту у експерименталној физици [10]. Након тога, уведене су аутокорељација интензитета и интерферометријска аутокорељација. Теоријски увод нам је био неопходан да бисмо знали шта се заправо дешава приликом извођења мерења.

Даље, посматран је конкретан тип аутокорељатора - GECO аутокорељатор. Објашњен је његов принцип рада и могли смо да пређемо на експерименталан део. Кроз мерења и дискусију ближе смо сагледали аутокорељацију. Ласерски зраци са већим таласним дужинама играју кључну улогу у повећању енергије атосекундних X-зрака и због тога представљају један од главних праваца развоја у ласерској индустрији. Са друге стране, и трајање њиховог импулса је битно: што је краћи импулс, то је већа максимална енергија виших хармоника (видети формулу 4.1). Показали смо како се аутокорељација може користити за мерење дужине ултракратких импулса у средњем инфрацрвеном делу ласерског спектра.

Захвалност

Захваљујем се свом ментору, Предрагу Ранитовићу, на сарадњи, помоћи и гостопримству на Физичком факултету у току израде матурског рада, као и Фонду за науку Републике Србије, који финансира АТТОPLASMAS пројекат. Желела бих да се захвалим и професорима Драгољубу Гочанину и Игору Салому, а посебно професоркама Александри Гочанин и Наташи Чалуковић, које су ми у многоме помогле у развоју током средње школе.

Литература

- [1] Lin, C., Le, A., Jin, C., & Wei, H. (2018). Frontmatter. In *Attosecond and Strong-Field Physics: Principles and Applications* (pp. I-IV). Cambridge: Cambridge University Press.
- [2] https://en.wikipedia.org/wiki/Michelson-Morley_experiment
- [3] https://en.wikipedia.org/wiki/Second-harmonic_generation
- [4] Weiner, A., *Ultrafast Optics*
- [5] https://en.wikipedia.org/wiki/Sum-frequency_generation
- [6] <https://www.swampoptics.com/autocorrelation.html>
- [7] *Ultrafast Lasers for Industrial and Scientific Applications* (2018), Light Conversion
- [8] Paschotta, R., Nonlinear Crystal Materials, *The RP Photonics Encyclopedia*
- [9] J1, Krause, Krause, Jeffrey L., Schafer, Kenneth J., KJ, Schafer, Kulander, Kenneth C., & Kc, Kulander. (1992). High-order harmonic-generation from atoms and ions in the high-intensity regime. *Phys. Rev. Lett.* 68, 3535-3538.
- [10] <https://www.ligo.caltech.edu/page/ligos-ifo>
- [11] Paschotta, R., Autocorrelators, *The RP Photonics Encyclopedia*