

TARTU ÜLIKOOL

LOODUS- JA TEHNOLOOGIATEADUSKOND

Füüsika Instituut

Ardi Loot

**PINNAPLASMONITE JA KULLAKILE KARAKTERISEERIMINE  
KRETSCHMANNI SKEEMIGA**

Bakalaureusetöö (12 EAP)

Juhendajad: doktorant Siim Pikker

vanemteadur Leonid Dolgov

Kaitsmisele lubatud .....

Juhendaja .....

*allkiri, kuupäev*

Tartu 2012

# Sisukord

<b>1</b>	<b>Sissejuhatus</b>	<b>4</b>
1.1	Temaatika olulisus . . . . .	4
1.2	Töö eesmärk . . . . .	4
1.3	Autori osa töös ja töö tutvustamine . . . . .	5
<b>2</b>	<b>Valdkonna ülevaade</b>	<b>6</b>
2.1	Pinnaplasmonite dispersiooniseos . . . . .	7
2.2	Pinnaplasmonite suurus . . . . .	9
2.3	Pinnaplasmonite ergastamine . . . . .	10
2.3.1	Kretschmanni skeem . . . . .	11
2.3.2	Otto seadistus . . . . .	13
2.4	Peegeldumiskõvera analüüs . . . . .	14
2.4.1	Lorentzi lähendus . . . . .	14
2.4.2	Ülekandemaatriksi meetod . . . . .	15
2.5	Keerulise struktuuri dispersiooniseos . . . . .	16
2.6	Pinnakareduse mõju . . . . .	17
2.6.1	Hajunud valguse emissioon . . . . .	18
2.6.2	Pinnakareduse mõju dispersiooniseosele . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Mõõteseadme ehitus</b>	<b>20</b>
3.1	Mõõteseadme ehitus . . . . .	20
3.1.1	Mõõteseadme disain . . . . .	21
3.1.2	Pöörlemisalused . . . . .	22
3.2	Mõõteseadme juhtloogika ja kasutajaliides . . . . .	23
3.2.1	Pöörlemisaluste juhtimine . . . . .	23
3.2.2	Suhtlemine anduritega . . . . .	23
3.2.3	Automaatne fokuseerimine . . . . .	25
3.2.4	Objekti positsioneerimine . . . . .	26
3.2.5	Mõõtmisgeomeetriad . . . . .	27
3.2.6	Kasutajaliides . . . . .	28
<b>4</b>	<b>Metoodika</b>	<b>31</b>
4.1	Eksperimendi ülevaade . . . . .	31
4.2	Eksperimendi komponentide andmed . . . . .	31
4.3	Prisma kinnitamine . . . . .	33
4.4	Kaheteljelise goniomeetri kalibreerimine . . . . .	34
4.5	Eksperimendid . . . . .	36

4.5.1	Prisma murdumisnäitaja määramine . . . . .	36
4.5.2	Peegeldumiskõvera registreerimine . . . . .	36
4.5.3	Hajunud valguse mõõtmine . . . . .	36
<b>5</b>	<b>Tulemused</b>	<b>37</b>
5.1	Prisma murdumisnäitaja . . . . .	37
5.2	Pinnaplasmonite ergastamine . . . . .	37
5.3	Kareduse mõju pinnaplasmonitele . . . . .	39
5.3.1	Pinnakareduse hindamine . . . . .	39
5.3.2	Pinnakareduse mõju elimineerimine . . . . .	40
5.4	Pinnaplasmonite iseloomustamine . . . . .	41
<b>6</b>	<b>Kokkuvõte ja järeldused</b>	<b>42</b>
6.1	Kokkuvõte . . . . .	42
6.2	Järeldused . . . . .	42
6.3	Tänuavaldused . . . . .	43
<b>7</b>	<b>Summary in English</b>	<b>44</b>
<b>8</b>	<b>Viited</b>	<b>45</b>
<b>Lisa 1</b>		<b>50</b>
<b>Lisa 2</b>		<b>60</b>
<b>Lisa 3</b>		<b>65</b>

# 1 Sissejuhatus

## 1.1 Temaatika olulisus

Esimene dokumenteeritud pinnaplasmonite eksperiment pärineb aastast 1902, kui R. W. Wood valgustas metallist difraktsioonivõre polükromaatse valgusega ning märkas difrageerunud valguse spektris kitsaid neeldumisjooni [1]. R. W. Wood kirjeldas efekti kui anomaaliat ning alles 1941. aastal andis U. Fano sellele seletuse elektromagneetiliste pinnalainete abil. Aastal 1958 märkas T. Thurbadar peegeldumiskõveras teravat miinimumi, kuid ei seletanud seda pinnaplasmonite tekkega [2]. Kaasaegsele pinnaplasmonite teooriale panid aluse kuuekümnendate lõpus A. Otto, E. Kretschmann ja H. Raether [3, 4]. Seitsmekümnendate lõpus töötati välja teooria, kuidas kasutada pinnaplasmoneid väga täpselt keemiliste ja bioloogiliste protsesside jälgimiseks [5].

Alates kaheksakümnendatest on plasmoonika olnud väga aktuaalne teema meditsiinis, energeetikas, keskkonnakaitstes ja infotöötlustes. Meditsiinis on tähtsal kohal pinnaplasmonresonantsi väga kõrge tundlikus, mis võimaldab jälgida väga täpselt keemilisi ja bioloogilisi protsesse. Pinnaplasmonresonants baasil bioandur on praeguseks juba laialt kasutatav toode [6]. Energeetikas on aktuaalseks teemaks päikesepatareide efektiivsuse tõstmine metallist nanoosakesega [7]. Lisaks headele omadustele sensorika ja energeetika valdkonnas iseloomustab pinnaplasmoneid valguse lainepikkusest väiksemad mõõtmed, mis teeb võimalikuks kasutada pinnaplasmoneid elektrisignaalide ja -juhtmete väljavahetamiseks mikroskeemides. Nimelt on elektrisignaali puuduseks fundamentaalne sageduse piirang suurusjärgus  $1\text{ GHz}$ , seevastu saab skeeme teha väga väikeseks. Optilistel signaalide sagedus on mitu suurusjärku kõrgem, kuid lainejuhtide suurust piirab difraktsioonipiir. Probleemi lahenduseks on pinnaplasmonid, mille sagedus on optilises diapasonis, aga mõõtmed väiksemad kui valguslainel [8, 9]. Praegu on probleemiks pinnaplasmonite väike leviku kaugus, millest üritatakse võitu saada stimuleeritud pinnaplasmonite tekitamisega [10, 11, 12]. Seega on pinnaplasmonid potentsiaalne suund arvutite võimsuse tõstmiseks mitu suurusjärku. Lisaks eelnevale on plasmoonika tähtsal kohal ka metamaterjalide valmistamisel [13]. Temaatika on kindlasti aktuaalne ning potentsiaalseid rakendusi palju.

## 1.2 Töö eesmärk

Üks lihtsamaid skeeme pinnaplasmonite ergastamiseks eeldab täpset nurgasõltuvuse uurimist. Ilma automatiseeritud seadmeta on see tüütu ning aeganõudev tegevus. Antud töö eesmärk on konstrueerida automatiseeritud mõõteseade plasmoonikakatsete läbiviimiseks koos mugava kasutajaliidese-ga. Seega on seadmel väga suur praktiline väärtus ning tänu universaalsusele lai kasutusvaldkond. Disainitud mõõteseade on laboris leidnud lühikese ajaga palju kasutust: õhukeste kilede paksuse määramiseks [14], pinnaplasmon sidestatud kiirguse uurimisel [15, 16, 17], stimuleeritud pinnaplasmonite uurimiseks [10, 18, 19, 20] ning mittelineaarsete protsesside võimendamisel [21, 22]. Tänu kasutajaliidese olemasolule on seadet võimalik tulevikus kasutada ka praktikumides pinnaplasmonite tutvustamiseks.

Antud töös kirjeldatakse õhukese kullakile (paksus  $50\text{ nm}$ ) ning pinnaplasmonite karakteriseerimist Kretschmanni skeemiga. Töö käigus viiakse läbi keeruline analüüs pinnaplasmonite ja metalli-

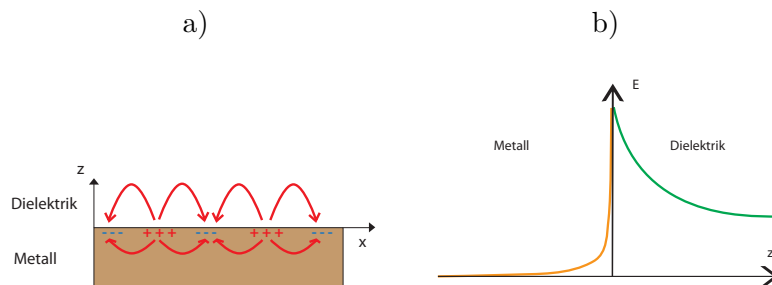
kile iseloomustamiseks ning hinnatakse hajunud valguse jaotusest pinnakaredust. Samalaadseid töid on juba varem tehtud, kuid antud töös on kasutatud mitmekihilist metallikile, mis on kirjanduses uudne. Metallikile ning pinnaplasmonite karakteriseerimine on vältimatu eeldus paljudele eksperimentidele. Töö käigus valmib andmete analüüsimiseks ning modelleerimiseks programmeerimiskeele Python moodulite komplekt, mida on võimalik edaspidistes katsetes rakendada.

### **1.3 Autori osa töös ja töö tutvustamine**

Autor panus antud töös on uue mõõteseadme disainimine ning selle kolmemõõtmelise mudeli koostamine, mis koosneb enam kui paarikümnest detailist. Seadme detailid valmistas Tartu ülikooli Füüsika instituudi töökoda autori poolt koostatud jooniste alustel. Autor on programmeerinud uue seadme juhtloogika ja kasutajaliidese, kokku üle 8000 rea koodi. Seade oli kasutusvalmis alates 2011. aasta detsembrist (ilma kasutajaliideseta) ning sellest ajast alates on autor seadmega läbi viinud erinevaid katseid pinnaplasmonite uurimiseks. Antud töös tutvustatakse ühte kõige ülevaatlikumat eksperimenti: metallikile ja pinnaplasmonite karakteriseerimist Kretschmanni skeemiga. Kogu töö on toimunud juhendajate ning kolleegide kaasabil ning juhendamisel.

Töö algab sissejuhatusega valdkonda, kus kirjeldatakse antud töös kasutatud teoreetilisi aluseid. Järgmiseks antakse ülevaade disainitud mõõteseadmest. Edasine töö kirjeldab eksperimentaalset osa. Töö lõppeb tulemuste, kokkuvõtte ning järeldustega.

## 2 Valdkonna ülevaade

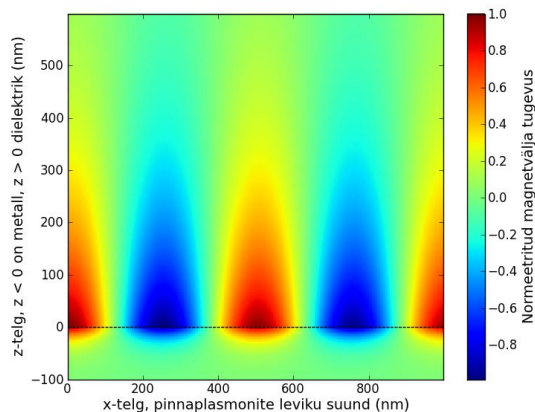


Joonis 1: a) Pinnalaengute võnkumine metall-dielektrik kokkupuutepinnal. b) Elektrivälja amplituudi vähenemine kaugusega kokkupuutepinnast metalli ja dielektrikusse.

Pinnaplasmoniteks nimetatakse metall-dielektrik kokkupuutepinnal levivaid pinnalaineid, mis on põhjustatud vabade laengukandjate pikivõnkumisest metallis [23]. Jooniselt 1a on näha, et metalli pinnal on tekkinud negatiivselt ja positiivselt laetud piirkonnad, mis on joonisel tähistatud vastavalt siniste miinuste ning punaste plussidega. Nende kahe piirkonna vahele tekib elektriväli. Pinnaplasmonid on seotud kahe keskkonna kokkupuutepinnaga ning elektrivälja amplituud kahaneb mõlemas keskkonnas eksponentsiaalselt, metalli tunduvalt kiiremini kui dielektrikusse (joonis 1b). Pinnaplasmonite suurusest tuleb täpsemalt juttu peatükis 2.2.

Pinnaplasmonite võimalikkus tuleneb otseselt neljast Maxwelli võrrandist ning on võimalik näidata, et eksisteerida saavad ainult p-polariseeritud pinnaplasmonid [24]. Lõpmata paksu metalli ja dielektriku kokkupuutepinnal leviva pinnaplasmonite elektri- ja magnetvälja on lihtne arvutada ka analüütiliselt (joonis 2), kuid keerulisemate struktuuride jaoks võetakse appi numbriline modelleerimine [25].

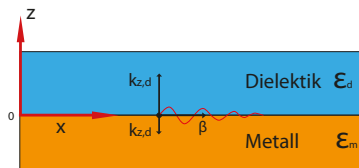
Maxwelli võrranditest järeldub, et metall-dielektrik pinnal saavad levida pinnaplasmonid, need aga ei kirjelda, kuidas neid ergastada. Lihtsalt pealelangeva valgusega neid ergastada ei saa, kuna pinnaplasmonite dispersiooniseosest järeldub, et sama energia juures on pinnaplasmonitel suurem



Joonis 2: Arvutatud pinnaplasmonite magnetvälja tugevus metall - dielektrik kokkupuutepinnal.

lainearv kui valgusel metalliga kontaktis olevas dielektrikus. Dispersiooniseosest tuleb juttu peatükis 2.1 ning keeruliste struktuuride või karedate pindade puhul peatükis 2.5 ja 2.6.2. Probleemi kahte levinud lahendust käsitletakse peatükis 2.3.

## 2.1 Pinnaplasmonite dispersiooniseos



Joonis 3: Dielektrik-metall kokkupuutepind koos pinnaplasmonite lainektoriga  $\beta$  ja lähivälja lainearvudega  $k_{z,d}$  ja  $k_{z,m}$ .

Vaatleme kahe lõpmatu (piisavalt paksu) dielektriku ja metalli kokkupuutepinda, nii nagu on kujutatud joonisel 3. Olgu piirkonnas  $z > 0$  tegemist dielektrikuga ja piirkonnas  $z < 0$  metalliga. Dielektriku ja metalli suhtelised dielektrilised läbitavused olgu tähistatud vastavalt  $\varepsilon_d$  ja  $\varepsilon_m$ . Eeldame, et dielektriku jaoks kehtivad tingimused  $Re[\varepsilon_d] \geq 1$  ja  $Im[\varepsilon_d] = 0$ , kus  $Re$  ja  $Im$  tähistavad vastavalt kompleksarvu reaali- ja imaginaarosa. Metalliga jaoks kehtigu  $Re[\varepsilon_m] < 0$ , mis sümboliseerib metallidele omast suurt neelduvust. Kogu töö vältel eeldame keskkondade mittemagneetuvust, seega suhteline magnetiline läbitavus  $\mu = 1$  ja seos murdumisnäitaja ja suhtelise dielektrilise läbitavuse vahel on  $n = \sqrt{\varepsilon}$ .

Ilma tuletuseta (tuletus toodud viidetes [24] ja [26]) toon välja pinnaplasmonite dispersiooniseose kahe lõpmata keskkonna piirpinnal

$$\frac{k_{z,d}}{k_{z,m}} = -\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_m}, \quad (1)$$

kus  $k_{z,d}$  ja  $k_{z,m}$  iseloomustavad pinnaplasmonite elektrivälja ulatust  $z$ -telje suunas (joonis 3) ning on määratud seostega

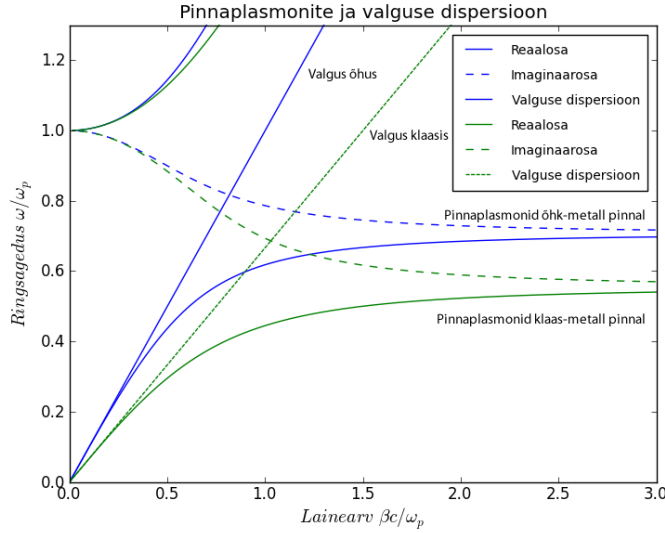
$$k_{z,m}^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_m \quad (2)$$

$$k_{z,d}^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_d. \quad (3)$$

$\beta$  tähistab pinnaplasmonite lainearvu ja  $k_0 = \frac{\omega}{c}$  ergastava kiirguse lainearv vaakumis, kus  $\omega$  on ringsagedus ja  $c$  on valguse kiirus vaakumis. Kasutades valemeid 1 - 3 on võimalik avaldada pinnaplasmonite dispersioon ilmutatud kujul

$$\beta(\omega) = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_d(\omega) \varepsilon_m(\omega)}{\varepsilon_d(\omega) + \varepsilon_m(\omega)}}. \quad (4)$$

Analüüsime saadud valemit 4. Pinnaplasmonite levikuks peab selle lainearvu reaalosa olema



Joonis 4: Pinnaplasmonite dispersiooniseos

positiivne ehk  $Re[\beta] > 0$ . Koos eelneva tingimusega metalli suhtelise dielektrilise läbitavuse kohta ( $Re[\varepsilon_m] < 0$ ) saab leida täiendava tingimuse

$$\varepsilon_d < -Re[\varepsilon_m], \quad (5)$$

et pinnaplasmonite levimine oleks võimalik. Täiendavaks analüüsiks kasutame metalli dielektriliseks funktsiooniks Drude mudelit, mis ei arvesta neeldumist [27]

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}, \quad (6)$$

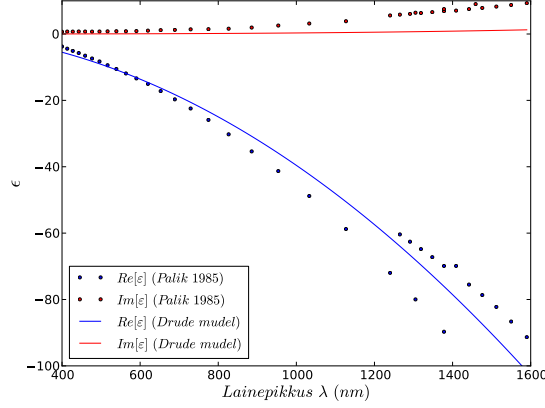
kus  $\omega_p$  on plasma sagedus. Eeldame, et suhteline dielektriline läbitavus  $\varepsilon_d$  on konstantne vaadeldavas sagedusvahemikus. Uurime tingimuse 5 täidetust:

$$\begin{aligned} \varepsilon_d < -1 + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \\ \implies \omega_{SP} < \frac{\omega_p}{\sqrt{\varepsilon_d + 1}}, \end{aligned} \quad (7)$$

kus  $\omega_{SP}$  tähistab pinnaplasmonite sagedust. Näeme, et Drude metalli puhul ( $Re[\varepsilon_m] < 0$ , seega piirkonnas  $\omega < \omega_p$ ) on võimalik pinnaplasmonideid ergastada ainult valgusega, mille ringsagedus on väiksem kui  $\omega_p/\sqrt{\varepsilon_d + 1}$ .

Joonisel 4 on toodud pinnaplasmonite dispersioonikõver õhu ( $\varepsilon_d = 1.0$ ) ja klaasi ( $\varepsilon_d = 2.25$ ) korral. Metalliga parameetriteks on kasutatud valemit 6. Lisaks on toodud valguse dispersiooniseos dielektrikus. Joonisel kujutatud ringsagedus on normaliseeritud plasma sagedusele. Dispersiooniseose graafik koosneb tinglikult kolmest osast. Mittekiirgavate pinnaplasmonite režiim, sagedustel 0 kuni  $\omega_{SP}$ . Selles piirkonnas jääb pinnaplasmonite dispersiooniseos valgusjoonest alati paremale. See-





Joonis 5: Hõbeda suhtelise dielektrilise läbitavuse sõltuvus lainepikkusest vaakumis. Pidevate joon-  
tega on kujutatud Drude mudeli hõbeda lähendus ning punktidega Paliku mõõtmisandmed [28].

ga pole võimalik pinnaplasmonid otse valgusega ergastada, vaid on vaja kasutada erinevaid skeeme (peatükk 2.3). Sageduspiirkonnas  $\omega > \omega_p$  eksisteerivad kiirguvad pinnaplasmonid, mida antud töös ei vaatle [26]. Nende kahe piirkonna vahel on pinnaplasmonite lainevektor puht imaginaarne ning seega pole sageduspiirkonnas  $\omega_{SP}$  kuni  $\omega_p$  pinnaplasmonite ergastamine võimalik.

## 2.2 Pinnaplasmonite suurus

Edaspidi kasutame analüüsiks Drude mudeli hõbeda lähendust. Nimelt on hõbe ja kuld enimkasu-  
tatud metallid plasmoonikas. Hõbeda suhteline dielektriline läbitavus avaldub

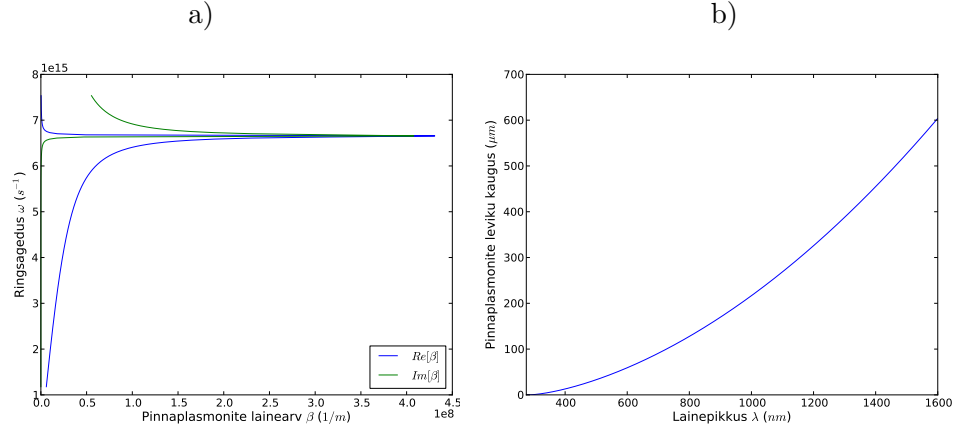
$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\Gamma\omega}, \quad (8)$$

kus  $\omega_p = 1,2 \cdot 10^{16} \text{ rad s}^{-1}$  ja  $\Gamma = 1,45 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$  [29]. Suhtelise dielektrilise läbitavuse reaali- ja imagi-  
naarosa sõltuvus valguse lainepikkusest on toodud joonisel 5. Drude mudeli täpsuse hindamiseks on  
graafikul kujutatud ka E. D. Paliku mõõdetud väärtused [28]. Dielektrikuks kasutan konkreetse  
huvides klaasi murdumisnäitajaga 1,5 ning ignoreerin selle muutumist vaadeldavas piirkonnas.

Joonisel 4 kujutatud pinnaplasmonite dispersiooniseos on arvatud ignoreerides valguse neel-  
dumist metallides. Reaalsete metallide puhul on aga metalli suhteline dielektriline funktsioon  $\varepsilon_m$   
kompleksne. Valemiga 8 esitatud hõbeda ja klaasi kokkupuutepinnal levivate pinnaplasmonite dis-  
persiooniseos on toodud joonisel 6a. Nagu näha ei lähene enam pinnaplasmonite lainearv resonants-  
sageduse (valem 7) lähedal lõpmatusele, vaid omab lõplikku väärtust. See on tingitud neeldumiska-  
dudest metallis [24].

Pinnaplasmonitele on iseloomulikud järgmised kolm mõõdet: leviku kaugus, lähivälja ulatus  
metalli ja dielektrikusse [29]. Pinnaplasmonite levikukaugus avaldub lainearvu  $\beta$  imaginaarosast

$$L = \frac{1}{2 \text{Im}[\beta]} \quad (9)$$



Joonis 6: Pinnaplasmonite dispersiooniseos (a) ja leviku kaugus (b) metalli (Drude mudeli hõbeda lähendus) ja klaasi (murdumisnäitaja 1,5) kokkupuutepinnal.

ning on võrdne kaugusega (joonisel 3 x-telje suunas), mille jooksul pinnaplasmonid on nõrgenevad  $e$  (Euleri arv) korda [26]. Joonisel 6b on kujutatud pinnaplasmonite leviku kauguse sõltuvust pinnaplasmonite lainepikkusest vaakumis. Nagu näha on hõbeda ja klaasi kokkupuutepinnal levivate pinnaplasmonite levikukaugus nähtavas piirkonnas suurusjärgus  $20 - 200 \mu m$ . Väike levikukaugus on põhjustatud suurest neeldumiskaost metallis, seega muutub pinnaplasmonite energia levides soojuseks. Seda on eksperimentaalselt kinnitatud viidetes [30, 31].

Veel iseloomustab pinnaplasmoneid eksponentsiaalne kahanemine nii dielektrikusse kui ka metalli (joonis 1b). Seda kahanemist iseloomustab lähivälja ulatus

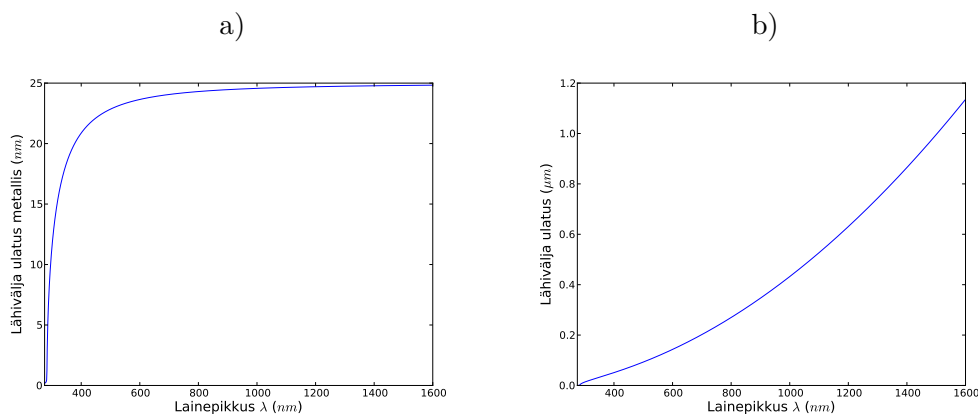
$$\delta_i = 1/|k_{z,i}|, \quad (10)$$

kus  $i \in \{d, m\}$  ning tähistab vastavalt dielektrikut või metalli [26].  $k_{z,i}$  on antud valemitega 2 ja 3 ning tähistavad vastavaid lainearve (joonis 3). Lähivälja ulatus metalli ja dielektrikusse on toodud joonisel 7. Pinnaplasmonite lähivälja ulatub dielektrikus umbes suurusjärgu võrra kaugemale kui metallis. Arvutustes on kasutatud Drude mudeli hõbeda lähendust (valem 8) ja klaasi murdumisnäitajaga 1,5.

### 2.3 Pinnaplasmonite ergastamine

Käesolevas töös piirdume plasma sagedusest väiksema sagedusega, kus pinnaplasmonid on mittekiirgavad ning metallidel on tavapärasel omadused. Põhiprobleem pinnaplasmonite ergastamisel tuleneb dispersiooniseosest (valem 4). Nagu jooniselt 4 on näha, asub pinnaplasmonite dispersioonikõver valguse joonest paremal. See tähendab, et sama energia juures on pinnaplasmonitel suurem lainearv kui valgusel. Kuna lainearv on impulsiiga võrdeliselt seotud, siis on plasmonitel ka suurem impulss. Seega pole võimalik pinnaplasmonid lihtsalt otse valgusega ergastada, et samaaegselt kehtiks nii energia kui ka impulsi jäävus. Sellest tuleneb ka pinnaplasmonite seotus kahe keskkonna kokkupuutepinnaga [24].

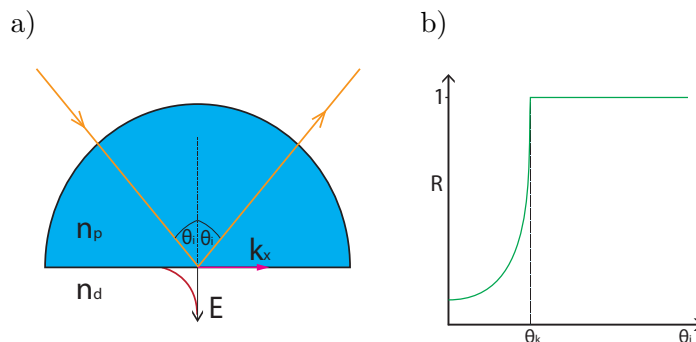
Pinnaplasmonite ergastamiseks on palju erinevaid meetodeid [24], kuid antud töös kirjeldame



Joonis 7: Lähivälja ulatus sõltuvalt lainepikkusest vaakumis hõbeda (Drude mudel) ja klaasi kokkupuutepinnal.

neist kahte: Kretschmanni ja Otto skeemi.

### 2.3.1 Kretschmanni skeem



Joonis 8: a) Täieliku sisepeegeldumise lähivälja prisma tagumisel tahul. b) Peegelduskoeffitsiendi sõltumus valguse langemisnurgast  $\theta_i$ .  $\theta_k$  on kriitiline nurk.

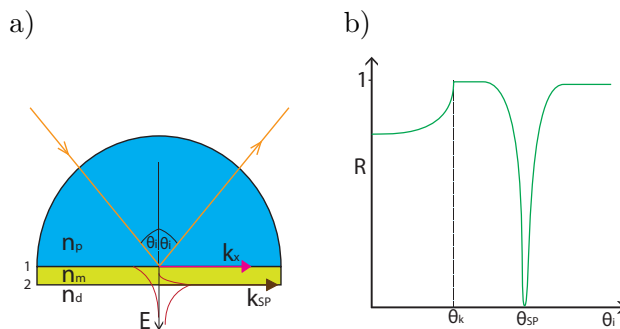
Kretschmanni skeem [4] on üks levinuim meetod pinnaplasmonite ergastamiseks valgusega. Skeem kasutab ära prisma täieliku sisepeegeldumise omadusi. Analüüsime joonisel 8a kujutatud juhtu, kus  $n_p$  tähistab prisma murdumisnäitajat ja  $n_d$  tähistab prisma ümbritseva keskkonna murdumisnäitajat. Tingimusel  $n_p > n_d$  eksisteerib kriitiline nurk  $\theta_k$ , millest suuremate nurkade korral valgus enam ei murdu, vaid peegeldub täielikult. Seda nähtust nimetatakse täielikuks sisepeegeldumiseks. Joonisel 8b on kujutatud peegelduskoeffitsiendi sõltumist valguse langemisnurgast  $\theta_i$ . Alates kriitilisest nurgast  $\theta_k$  peegeldub konstantselt kogu valgus. Joonistel on selguse huvides kasutatud poolsilindri kujulist prisma, et vältida valguse murdumist valguse sisenemisel prismasse. Praktikas kasutatakse rohkem kolmnurkset prisma, et paremini määrata valguse langemisnurka [32].

Kuna kahe keskkonna kokkupuutepinnal peab kehtima väljade pidevus, siis tekib prisma tagumisele tahule eksponentsiaalselt kahanev lähivälja nagu näidatud joonisel 8a. Olgu selle välja laine-

arvu x-komponent tähistatud  $k_x$  ning orienteeritud nii nagu joonisel. Kui valguse lainearv vaakumis on  $k_0$ , siis prisma on see  $n_p k_0$ . Lähivälja lainearv avaldub seega

$$k_x = n_p k_0 \sin(\theta_i), \quad (11)$$

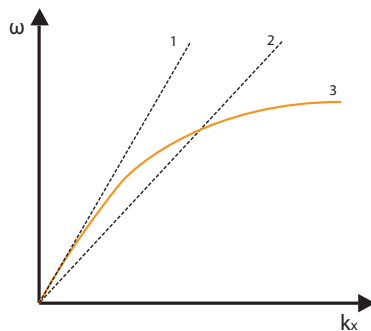
kus  $\theta_i$  on valguse langemisnurk. Täieliku sisepeegeldumise lähiväli ulatub nähtavas piirkonnas prisma ( $n_p = 1,5$ ) tagumisest tahust umbes  $200 \text{ nm}$  kaugusele [33].



Joonis 9: a) Kretschmanni skeem. Prisma sümmeetriateljest vasakule poole on märgitud täieliku sisepeegeldumise lähiväli, millele vastab lainearv  $k_x$  ja paremale poole pinnaplasmonite lähiväljad koos lainearvuga  $k_{SP}$ . Sinisega on tähistatud vastavalt prisma (murdumisnäitaja  $n_p$ ), kollasega metallikile (murdumisnäitajaga  $n_m = \sqrt{\epsilon_m}$ ) ja  $n_d$  on ümbritseva keskkonna murdumisnäitaja. b) Peegelduskoeffitsiendi sõltuvus valguse langemisnurgast  $\theta_i$ ,  $\theta_{SP}$  on pinnaplasmonresonantsi nurk.

Täieliku sisepeegelduse lähivälja kasutab ka Kretschmanni skeem (joonis 9a). Kretschmanni idee oli lisada prisma tagumisele tahule õhuke metallikile (tavaliselt 40 - 60 nm).

Valgusega pinnaplasmonite ergastamise põhiprobleem tuleneb dispersiooniseosest. Joonisel 10 tähistab sirge 1 valguse dispersiooni vaadeldavas dielektrikus (vt joonis 8) ja kõver 3 pinnaplasmoni dispersiooni metall-dielektrik kokkupuutepinnal. Pinnaplasmoni dispersioonikõver (3) asub valguse omast (1) paremal ja seega pole võimalik plasmoneid otse valgusega ergastada. Küll aga on võimalik ergastada plasmoneid metall-dielektrik (murdumisnäitaja  $n_d$ ) kokkupuutepinnal valgusega, mis levib kõrgema murdumisnäitajaga ( $n_p$ ) keskkonnas. Kõrgema murdumisnäitajaga keskkonnas leviva



Joonis 10: Valguse dispersiooniseos keskkonnas murdumisnäitajaga  $n_d$  (1) ja prisma murdumisnäitajaga  $n_p$  (2). Pinnaplasmoni dispersioon metall-dielektrik (murdumisnäitaja  $n_d$ ) kokkupuutepinnal on toodud kõveraga 3.

valguse dispersiooni kujutab sirge 2 joonisel 10.

Seega joonisel 9 on võimalik plasmoneid ergastada ainult pinnal 2, kuna pinnal 1 levivate pinnaplasmonite dispersioonikõver asub endiselt täielikult prisma leviva valguse dispersioonisirgest paremal. Tingimusel  $n_p > n_d$  asub valgusjoon pinnal 2 levivate pinnaplasmonite dispersioonikõverast paremal. Seega on valgusel piisav impulss, et ergastada pinnaplasmonid. Sellepärast peabki metallikile olema õhuke, kuna pinnaplasmonid ergastatakse täieliku sisepeegeldumise piirkonnas lähiväljaga, mis ulatub ainult paarisaja nanomeetri kaugusele ning pinnaplasmonid on võimalik ergastada ainult prismast kaugemal metallipinnal.

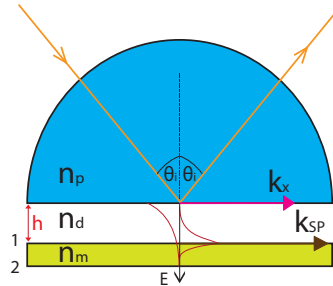
Seni oleme lugenud ergastamise tingimuseks, et sama energia puhul oleks ergastaval valgusel suurem lainearv kui plasmonitel. Tegelikult on vajalik veel saavutada lainearvude võrdsus. See on lihtsasti saavutatav, kui vaadata ergastava valguse lainearvu  $k_x$  avaldist 11. Nimelt sisaldab see avaldis siinust valguse langemisnurgast, mis muutub nurgavahemikus  $0^\circ - 90^\circ$  vastavalt siinusfunktsioonile 0-st 1-ni. Järelikult on võimalik saavutada lainearvude võrdsus lihtsalt valguse langemisnurga muutmise teel.

Oleme saanud pinnaplasmonite ergastamiseks Kretschmanni skeemiga (joonis 9a) kaks tingimust. Esiteks peab olema prisma murdumisnäitaja  $n_p$  suurem kui ümbritseva keskkonna murdumisnäitaja  $n_d$  ning ergastava lähivälja lainearv peab olema võrdne pinnaplasmonite lainearvuga

$$k_x = n_p k_0 \sin(\theta_i) = \text{Re}[k_{SP}]. \quad (12)$$

Pinnaplasmonresonants avaldub kõige paremini peegeldumiskõveras (peegelduskoefitsiendi sõltuvus valguse langemisnurgast). Prisma täieliku sisepeegelduse korral peegeldub pärast kriitilist nurka konstantselt kogu valgus (joonis 8b), siis Kretschmanni seadistuse korral tekib plasmonnurga  $\theta_{SP}$  juures terav miinimum, nagu on näidatud joonisel 9b. Miinimum vastab olukorrale, kui valguse energia läheb peegeldumise asemel pinnaplasmonitele. Plasmonnurk on määratud tingimusega 12 [26].

### 2.3.2 Otto seadistus



Joonis 11: Otto skeem. Prisma, dielektriku ja metalli murdumisnäitajad on vastavalt  $n_p$ ,  $n_d$  ja  $n_m$ . Pildil on kujutatud nii täieliku sisepeegeldumise lähivälja (vasakul) kui ka pinnaplasmonite lähivälja (paremal).  $k_x$  on ergastava lähivälja ja  $k_{SP}$  kokkupuutepinnal 1 levivate pinnaplasmonite lainearv.

Otto seadistus [3] on eelmises peatükis käsitletud Kretschmanni skeemiga väga sarnane. Otto

skeemi puhul kasutatakse sarnaselt Kretschmanni skeemiga prismat ja täieliku sisepeegeldumise omadusi. Erinevus tuleb sellest, et kui varem oli metallikile kinnitatud otse prisma tagumisele tahule, siis nüüd on prisma ja metalli vahel veel üks õhuke (tavaliselt paarsada nanomeetrit paks) dielektrikukiht [34]. Otto skeem on kujutatud joonisel 11. Antud käsitluses eeldame, et metallikiht on piisavalt paks, et pinnaplasmonid ergastatakse ainult kokkupuutepinnal 1 ning ergastav lähiväli on teise kokkupuutepinna juures juba tühiselt väike. Lainevektorite sobitamine on identne Kretschmanni skeemiga ning samuti peab kehtima võrratus  $n_p > n_d$ .

Praktikas kasutatakse rohkem Kretschmanni skeemi, kuna täpse õhukese dielektriku kihi prisma ja metallikile vahele tekitamine ning muutmine on keeruline [35]. Otto geometria eeliseks on pinnaplasmonite ergastamine ilma metalli pinda rikkumata. Kui dielektrikuks on õhk, siis pole miski metalli pinnaga kontaktis ning pinda ei rikuta. Otto skeemi puhul tekib peegeldumiskõveras samasugune miinimum kui on näidatud joonisel 9b.

Kuna eksisteerivad ainult p-polariseeritud pinnaplasmonid, siis peab ka ergastav valgus olema p-polariseeritud [6]. See tingimus kehtib nii Kretschmanni kui ka Otto skeemi kohta. Seega s-polariseeritud valgusega pinnaplasmonid ergastada ei saa ning peegeldumiskõveras miinimumi ei teki.

## 2.4 Peegeldumiskõvera analüüs

Ergastamisel kasutatud struktuur erineb peatükis 2.1 kirjeldatust (joonis 3) lõplike metalli mõõtmete poolest. Nimelt on nii Otto (peatükk 2.3.2) kui ka Kretschmanni skeemis (peatükk 2.3.1) kasutusel õhuke metallikile. Seega pole pinnaplasmonite dispersioon päris see, mis on tuletatud peatükis 2.1. Lisaks tuleb tähele panna, et joonisel 10 ergastatud pinnaplasmonite dispersiooniseos (3) asub valgusjoonest (2) vasakul, seega on võimalik pöördprotsess - plasmonite muutumine tagasi valguseks. Seega on ergastatavad pinnaplasmonid kiirgavad [6]. Edaspidi vaatleme Kretschmanni skeemi põhjal peegeldumiskõvera analüüsi.

### 2.4.1 Lorentzi lähendus

Peegeldumiskõvera füüsikaliseks analüüsiks sobib kõige paremini Lorentzi lähendus [36] Fresneli peegeldumisseadusest [37]. Lorentzi lähendus kehtib juhul kui metalli suhtelise dielektrilise läbitavuse  $\varepsilon_m$  reaalosa jaoks kehtib tingumus  $|Re[\varepsilon_m]| \gg 1$  ning imaginaarosa jaoks  $|Im[\varepsilon_m]| \ll |Re[\varepsilon_m]|$ . Lorentzi lähenduses avaldub peegeldumiskoeffitsient järgmiselt:

$$R = 1 - \frac{4\Gamma_i\Gamma_{rad}}{[k_x - (\beta + \Delta k_x)]^2 + (\Gamma_i + \Gamma_{rad})^2}, \quad (13)$$

kus  $k_x$  on ergastava lainevektori x-komponent (valem 11),  $\beta$  on pinnaplasmonite lainearv kahe lõpmatu keskkonna piirpinnal (valem 4). Valemist 13 järeldub, et resonantsolukorrale (kui peegeldumiskoeffitsient on minimaalne) vastab lainearv  $\beta + \Delta k_x$ , mis erineb  $\Delta k_x$  võrra lõpmatute keskkondade piirpinnal levivate pinnaplasmonite omast. Seega kirjeldab  $\Delta k_x$  dispersiooniseose muutumist, kui metallikile on õhuke. Eeldusel  $\exp(2ik_x d) \ll 1$ , kus d tähistab metallikihi paksust, on võimalik

muutus avaldada kujul

$$\Delta k_x = \left[ \frac{\omega}{c} \frac{2}{1 + |Re[\varepsilon_m]|} \left( \frac{|Re[\varepsilon_m]|}{|Re[\varepsilon_m]| - 1} \right)^{3/2} \exp(-2|\beta|d) \right] r_{01}^p, \quad (14)$$

kus  $r_{01}^p$  tähistab p-polariseeritud valguse Fresneli peegeldumiskoeffitsienti prisma tagumisel tahul [37]. On eeldatud, et ümbritsevaks keskkonnaks on õhk (peatükis 2.3  $n_d = 1, 0$ ).

Reaalosa  $Re[\Delta k_x]$  avaldub peegelduskõvera miinimumi nihkumises vastavalt valemile 12. Imaginaarosa

$$Im[\Delta k_x] = \Gamma_{rad} \quad (15)$$

kirjeldab pinnaplasmonite neeldumist tagasikiirgumise toimetel (ergastamise pöördprotsess). Plasmonite sisemine neeldumine on tingitud neeldumisest metallis ja on avaldatav valemiga

$$\Gamma_i = Im[\beta]. \quad (16)$$

Analüüsid valem 13 selgub, et peegeldumiskoeffitsiendi väärtus pinnaplasmonresonantsi olukorras sõltub metallikile paksusest. Peegeldumiskõvera miinimum kirjeldab pinnaplasmonite ergastamise efektiivsust, sest juhul kui  $R = 0$ , läheb kogu energia pinnaplasmonitele, aga juhul  $R > 0$ , teeb seda ainult vastav osa ergastavast valgusest. Lähemal uurimisel selgub, et maksimaalne pinnaplasmonite ergastamine toimub juhul, kui  $\Gamma_i = \Gamma_{rad}$  [24, 26]. Sellest saab leida optimaalse metallikile paksuse, kasutades valem 14. Näiteks, kui metalliks on hõbe, siis lainepikkusel  $500 \text{ nm}$  on optimaalne metallikile paksus  $55 \text{ nm}$ .

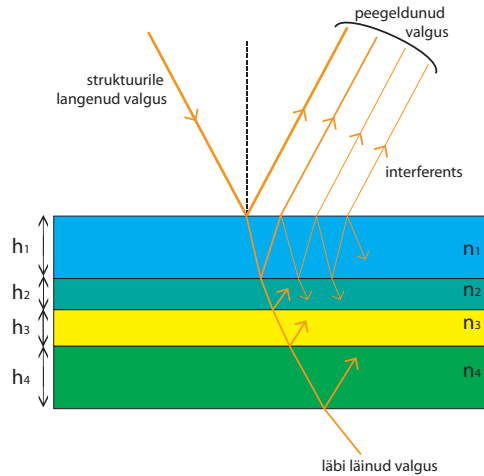
Kretschmanni skeemi puhul on optimaalse metallikile paksus seletatav asjaoluga, et plasmonid ergastatakse pinnal 2 (joonis 9a). Seega peab olema metallikile piisavalt õhuke, et täieliku sisepeegeldumise lähiväli ulatuks läbi metallikile pinnaplasmonid ergastama. Vastupidisel juhul, kui metallikile on liiga õhuke, on suur osakaal ergastamise pöördprotsessil ehk pinnaplasmonite kiirgumisel prisma.

Lorentzi lähendusest saab lihtsa vaevaga avaldada peegeldumiskõverast pinnaplasmonite lainearvu  $\beta + \Delta k_x$ . Nimelt on võimalik pinnaplasmonresonantsnurgast määrata selle reaalosa. Imaginaarosa on seotud peegeldumiskõvera miinimumi laiusega poolelt kõrguselt [36].

## 2.4.2 Ülekandemaatriksi meetod

Lorentzi lähendus (valem 13) sobib teoreetilise peegeldumiskõvera arvutamiseks ainult üsna piiratud juhtudel ja seega on ebapraktiline. Paremaks lahenduseks on kasutada mitmekihilise struktuuri Fresneli peegeldumisvalemite [6]. Kahjuks suureneb valemite keerukus kiiresti kihtide arvu kasvamisega ning seega on kõige parem kasutada ülekandemaatriksi meetodit (*transfer-matrix method*) [33]. Selle meetodi tuletas kõige esimesena F. Abeles [38]. Ülekandemaatriksi meetod võimaldab lihtsalt arvutada ükskõik mitme kihilise struktuuri (joonis 12) mõju valgusele. Ülekandemaatriksi meetod eeldab, et kihid on risttahukakujulised ning iga kiht  $i$  on ära määratud tema paksusega  $h_i$  ja komplektse murdumisnäitajaga  $n_i$ .

Jooniselt 12 on näha, et struktuuri läbinud ja peegeldunud valguse intensiivsuse leidmine pole



Joonis 12: Valguse peegeldumine ja läbimine kihilisest struktuurist.

lihtne ülesanne. Nimelt valgus peegeldub ja murdub iga kahe keskkonna kokkupuutepinnal ning tekkinud valguskiired interfereeruvad vastavalt käiguvahele.

Ülekandemaatriksi meetod kasutab ära elektrivälja pidevust kahe keskkonna kokkupuutepinnal, seega on vaja kirjeldada ainult väljade muutumine ühe kihi ulatuses. Maxwelli võrranditest on võimalik tuletada, et väljade muutumist ühe kihi sees saab kirjeldada  $2 \times 2$  maatriksiga  $\mathbf{M}_i$  [33]. Kuna väljad on keskkondade vahetumisel pidevad, siis kogu struktuuri mõju on leitav maatrikside korrutamise abil

$$\mathbf{M} = \prod_i \mathbf{M}_i.$$

Peegeldumis- ja läbimiskoeffitsient on kergesti leitav maatriksist  $\mathbf{M}$  [33].

Lihtsa vaevaga saab ülekandemaatriksi meetodit muuta, et sellega arvutada peegeldunud valguse intensiivsust peatükkides 2.3.1 ja 2.3.2 kirjeldatud Otto ja Kretschmanni skeemides. Nimelt saab kihilise struktuuri esimese kihi lihtsa vaevaga asendada ükskõik missuguse kujuga prismaga. Seega on ülekandemaatriksi meetod väga hea vahend Otto ja Kretschmanni skeemi teoreetiliseks analüüsiks, eriti juhtudel, kui metalle on mitu või mõnel muul põhjusel on vaja süsteemi kirjeldada rohkemate kihtidega.

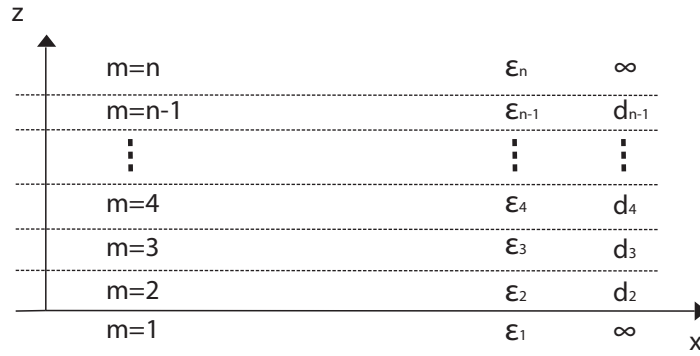
## 2.5 Keerulise struktuuri dispersiooniseos

Juhul kui tegemist on keerulise või mitte Lorentzi lähenduse eeldustega ühtiva struktuuriga, tuleb lahendada dispersiooniseos analüütiliselt [39], et määrata pinnaplasmonite lainearvu reaali- ja imaginaarosa. Kahe keskkonnaga struktuuri dispersiooniseos (peatükk 2.1) avaldub

$$\frac{\varepsilon_1}{k_1} + \frac{\varepsilon_2}{k_2} = 0$$

ja kolme keskkonnaga





Joonis 13: Pinnaplasmonite dispersioon kihilises struktuuris. Joonisel on kujutatud  $n$  kihti 1.. $n$ . Igat kihti iseloomustab kompleksne suhteline dielektriline läbitavus  $\varepsilon_m$  ja paksus  $d_m$ . Esimene ja viimane kiht on lõpmatu paksusega.

$$\left(\frac{\varepsilon_1}{k_1} + \frac{\varepsilon_2}{k_2}\right) \left(\frac{\varepsilon_2}{k_2} + \frac{\varepsilon_3}{k_3}\right) + e^{-2k_2 d_2} \left(\frac{\varepsilon_1}{k_1} - \frac{\varepsilon_2}{k_2}\right) \left(\frac{\varepsilon_2}{k_2} + \frac{\varepsilon_3}{k_3}\right) = 0,$$

kus  $k_m = \sqrt{k_{SP}^2 - \varepsilon_m (\omega^2/c^2)}$  ja  $m$  tähistab kihti 1 ..  $n$  nii nagu toodud joonisel 13.  $\varepsilon_m$  tähistab vastava kihi komplektselt suhtelist dielektrilist läbitavust ja  $d_m$  kihi paksust. Kihid 1 ja  $n$  paksus on lõpmata suur. Otsitav pinnaplasmonite kompleksne lainearv on  $k_{SP}$ . Kahe keskkonnaga struktuuri puhul on see analüütiliselt leitav ja avaldub valemiga 4. Nagu näha on kolme keskkonnaga struktuuri dispersiooniseos palju keerulisem ning analüütiline lahendamine tülikas. Seega rohkemate keskkondadega struktuuri puhul antakse dispersiooniseos ilmutamata kujul ning lahendusi otsitakse numbriliselt kompleksfunktsiooni minimeerimise teel.

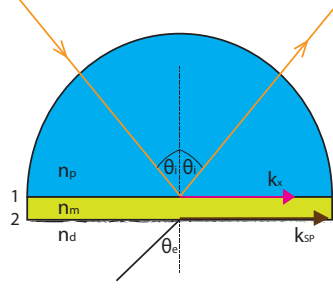
Ükskõik mitme kihilise struktuuri dispersiooniseos avaldub ilmutamata kujul valemiga

$$\sum_{p=1}^{2^{n-1}} e^{-2(\sum_{m=2}^{n-1} A_{p,m} k_m d_m)} \prod_{m=1}^{n-1} \left(\frac{\varepsilon_m}{k_m} + (-1)^{Z_{p,m}} \frac{\varepsilon_{m+1}}{k_{m+1}}\right) = 0. \quad (17)$$

$A_{p,m}$  ja  $Z_{p,m}$  on parameetrid, mille väärtus olenevalt  $p$  ja  $m$  väärtustest võib olla kas 0 või 1. Need on defineeritud rekursiivsete seoste abil viites [40].

## 2.6 Pinnakareduse mõju

Reaalsed pinnad pole täielikult siledad nagu on eeldatud eelnevas teoorias. Pinnakaredusel on kaks väljundit. Esiteks toimub pinnaplasmonite täiendav kiirgumine pinnakareduse toimel. Joonisel 14 on kareda pinna korral võimalik mõõta kareduse tõttu välja kiirgunud valguse intensiivsust olenevalt nurgast  $\theta_e$ . Lisaks hajunud valguse tekkele muutub ka pinnaplasmonite dispersiooniseos.



Joonis 14: Pinnaplasmonite levimine karedal pinnal.

### 2.6.1 Hajunud valguse emissioon

Esmaseks pinnakareduse mõjukuks on täiendav pinnaplasmonite kiirgumine. Nimelt põhjustab kare pind pinnaplasmonite muutumist valguseks. Joonisel 14 on seega võimalik mõõta hajunud valguse intensiivsuse sõltuvus nurgast  $\theta_e$ . Teoreetiline valem väikeste kareduste jaoks on tuletatud 1974. aastal E. Kretschmanni poolt [41]. Suhteline hajumise intensiivsus ruuminurka avaldub

$$I_{rel} = \frac{dI_e}{I_0 d\Omega} = 4 \left( \frac{\pi}{\lambda} \right)^4 \frac{n_p}{\cos \Theta_i} |t_p(\theta_i)|^2 |W(\theta_e)|^2 |S(\Delta k)|^2, \quad (18)$$

kus  $I_e$  tähistab registreeritud hajunud valguse intensiivsust ruuminurgas  $d\Omega$ ,  $I_0$  joonisel 14 prismale langenud valguse intensiivsust. Ergastava valguse lainepikkus on tähistatud  $\lambda$  ning prisma murdumisnäitaja ja nurgad  $\theta_i$ ,  $\theta_e$  on tähistatud vastavalt joonisele 14.  $t_p(\theta_i)$  tähistab kogu süsteemi läbinud p-polariseeritud valguse Fresneli koefitsiendi sõltuvust langemisnurgast.  $W(\theta_e)$  tähistab pinna dipool funktsiooni ning on antud avaldisega

$$|W(\theta_e)|^2 = A(\theta_e, \varepsilon_m) \sin^2 \left( \Phi \left| \sqrt{1 + \sin^2 \theta_e / |\varepsilon_m|} - \sin \theta_e \right| \right),$$

kus  $\Phi$  sõltub valguse polarisatsioonist ning on s- ja p-polariseeritud valguse puhul vastavalt  $0^\circ$  või  $90^\circ$ .  $\varepsilon_m = n_m^2$  tähistab metalli suhtelist dielektrilist läbitavust. Funktsioon A on antud avaldisega

$$A(\theta_e, \varepsilon_m) = \frac{|\varepsilon_m| + 1}{|\varepsilon_m| - 1} \frac{4}{1 + \tan^2(\theta_e) / |\varepsilon_m|}$$

ja  $S(\Delta k)$  on antud valemiga

$$|S(\Delta k)|^2 = \frac{1}{4\pi} \sigma^2 \delta^2 \exp \left( -\frac{\sigma^2 \Delta k^2}{4} \right),$$

kus  $\sigma$  ja  $\delta$  on vastavalt korrelatsioonitee pikkus ja ruutkeskmine karedus (lähemalt tuleb juttu peatükis 2.6.2). Lainearvu muut  $\Delta k$  on seotud valguse langemisnurga ja emissiooni mõõtmisnurgaga vastavalt

$$\Delta k = k_0 (n_p \sin \theta_i - \sin \theta_e).$$

## 2.6.2 Pinnakareduse mõju dispersioonisele

Lisaks eelnevalt arutletud efektidele on ka pinnakaredusel oma mõju pinnaplasmonite dispersioonisele. Valem pinnakareduse arvestamiseks tuletati E.Fontana ja R. H. Pantell poolt kaheksakümnendate teisel poolel [42]. Pinnakaredust kirjeldatakse statistiliselt Gaussi autokorrelatsiooni funktsiooniga  $h(\rho) = \delta^2 \exp(-\rho^2/\sigma^2)$ , kus  $\rho$  on kaugus kahe pinna punkti vahel,  $\sigma$  on korrelatsioonitee pikkus ja  $\delta$  on ruutkeskmine kõrguse hälve.

Olgu pinnakareduse mõju pinnaplasmonite lainearvule  $\Delta k_r$ . Seega kui täiesti sileda pinna korral on pinnaplasmonite lainearv  $\beta$ , siis kareda pinnaga on lainearvuks  $\beta + \Delta k_r$ . Pinnakaredusel on mõju nii lainearvu reaali- kui ka imaginaariosale. Seega muutub nii peegeldumiskõvera miinimumi asukoht kui ka üldine kuju.

Valemid  $\Delta k_r$  arvutamiseks on toodud viite [42] lisas valemiga A42:

$$\begin{aligned} \Delta k_r &= \frac{\delta^2 \sigma^2}{2} \frac{\sqrt{|\varepsilon_r|}}{(\varepsilon_r + 1)^2} \exp\left(-\frac{k_{SP}'^2 \sigma^2}{4}\right) \times \\ &\times \int_0^\infty k dk \frac{\alpha' - \varepsilon \alpha_0'}{(k + k_{SP})(k - k_{SP})} \exp\left(-\frac{k^2 \sigma^2}{4}\right) \left[ \left( k^2 k_{SP}'^2 - \frac{k^2 \alpha_0 \alpha}{2} \right) + \alpha_0 \alpha \alpha_0' \alpha' \right] \times \\ &\times I_0(\vartheta) - k k_{SP}' (\alpha_0 \alpha' + \alpha_0' \alpha) I_1(\vartheta) + \frac{1}{2} \alpha_0 \alpha k^2 I_2(\nu), \end{aligned} \quad (19)$$

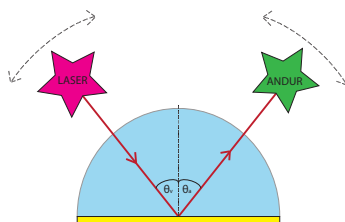
kus  $\varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i$  tähistab metalli murdumisnäitajat, millel pinnaplasmonid levivad. Valemis 19 on eeldatud, et pinnaplasmonid levivad metall - õhk kokkupuutepinnal. Pinnaplasmonite lainearv lõpmatu paksusega metalli ja õhu kokkupuutepinnal on tähistatud  $k_{SP} = k_{SP}' + ik_{SP}''$  ning on antud valemiga 4. Ülejäänud suurused valemis 19 on defineeritud järgnevalt:

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \sqrt{k_{SP}'^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \\ \alpha &= \sqrt{k_{SP}'^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \varepsilon \\ \alpha_0' &= \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \\ \alpha' &= \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \varepsilon \\ \vartheta &= \frac{k k_{SP}' \sigma^2}{2}. \end{aligned}$$

$I_0$ ,  $I_1$  ja  $I_2$  tähistavad vastavalt nullindat kuni teist järku Besseli funktsioone, mis on defineeritud vastavalt:

$$I_n(x) = (-1)^n \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \cos(n\phi) e^{-x \cos(\phi)} d\phi.$$

### 3 Mõõteseadme ehitus

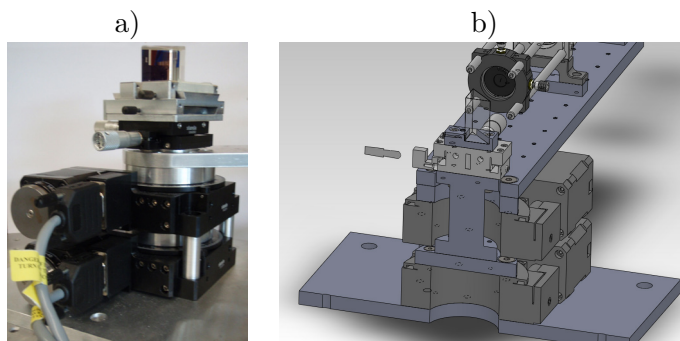


Joonis 15: Mõõteseadme lihtsustatud skeem.

Mõõteseadme ehitamise vajadus tuleneb otseselt ergastusskeemidest. Nii Otto (peatükk 2.3.2) kui ka Kretschmanni (peatükk 2.3.1) skeemi puhul avalduvad pinnaplasmonid kõige paremini peegeldunud valguse intensiivsuses, nagu on näidatud joonisel 9b. Sellise nurgasõltuvuse täpne uurimine on ilma automatiseeritud seadmeta aeganõudev tegevus. Peegeldumiskõvera mõõtmiseks on vaja sisuliselt väga lihtsat seadet, mis võimaldab muuta valguse langemisnurka ja mõõta peegeldunud valguse intensiivsust. Lihtsustatud seadme skeem on toodud joonisel 15, kus  $\theta_v$  tähistab valguse langemisnurka ja  $\theta_a$  vastavalt anduri asukohta (nurka). Täpne peegeldumiskõvera registreerimine on vajalik, kuna peegeldumiskõverast saab öelda väga palju nii prisma, metallikile kui ka pinnaplasmonite enda parameetrite kohta.

Seega on seadme ehitamise ajendiks praktiline vajadus. Hoolimata seadme idee lihtsusest polnud võimalik antud seadet kuskilt osta, seega tuli see ehitada. Seadme uudsus seisneb uudsetes eksperimentides, mida antud seade võimaldab. Kindlasti ei piirdu seadme kasutusala ainult plasmoniefektide uurimisega. Ehitatud seade on universaalne ning sobib paljude nurgasõltuvuste väga täpseks uurimiseks.

#### 3.1 Mõõteseadme ehitus



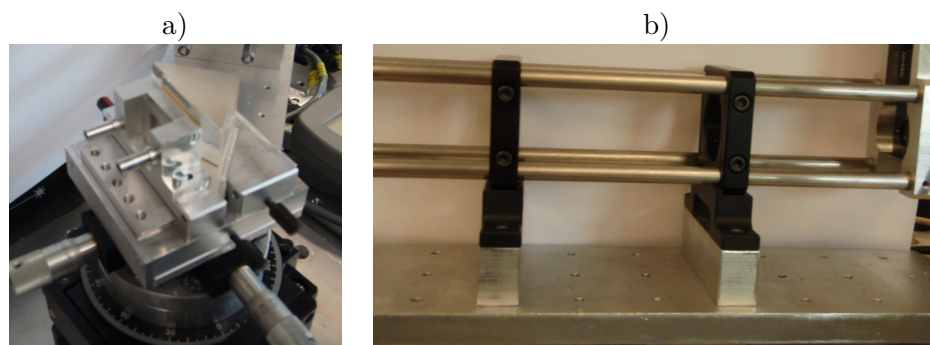
Joonis 16: a) Ehitatud mõõtesead. b) Seadme mudeli läbilõige.

### 3.1.1 Mõõteseadme disain

Lihtsustatud skeemil (joonis 15) liigutatakse laserkiirt ja mõõteseadet prisma suhtes. Reaalsel mõõteseadmel on lihtsam liigutada prisma ja vastuvõtjat ning jätta valgusallikas paigale. Selliseks disainiks on mitu põhjust. Näiteks on laserid tihtilugu suured ja rasked ning nende liigutamine keeruline. Lahenduseks on valguse juhtimine läbi optilise fiibri, aga see lisab süsteemile keerukust ning suurendab seadme maksumust. Kaks pöörlevat õlga piiraks ka mõõtmispiirkonda, kuna nii laserkiir kui ka vastuvõtja asuvad samas tasandis ning hakkavad teineteist segama. Palju lihtsam on pöörata prisma (ehk muuta valguse langemisnurka) ja vastuvõtjat arvestades prisma nurgaga. Valminud seade on näha joonisel 16a, kus alumine pöörlemisalus pöörab prisma ning ülemine muudab vastavalt anduri nurka. Seadme läbilõige on toodud joonisel 16b.

Kõik seadme detailid on joonistatud 3D mudelina SolidWorksis ning valmistatud Tartu ülikooli Füüsika instituudi töökojas alumiiniumist. Seade koosneb paarikümnest erinevast detailist ning tinglikult jaguneb seade kolmeks: põhiosa, uuritava objekti hoidja ja andurite kinnitus.

Põhiosa koosneb alusest, mida on võimalik kinnitada optilisele lauale ning mille külge kinnitub kogu seade. Alusega on vahetus kontaktis esimene pöörlemisalus, mis liigutab läbi teise pöörlemisaluse ulatuva võlliga uuritavat objekti. Võlli otsa kinnitub kahe telje sihis liikuv alus (7T264-10, STANDA), kuhu kinnitub objekti hoidja. Teine pöörlemisalus on kinnitatud esimese kohale ning see liigutab andurite kinnitusplaati (joonis 16b).



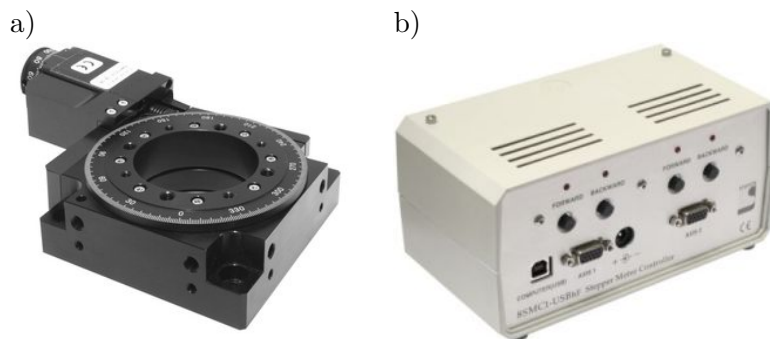
Joonis 17: a) Kiirkinnitusega objektihoija, kolmnurkne prisma hoijas koos tsirkulatsioonikambriga. b) Thorlabs 30 mm puur andurite, filtrite, polarisaatorite kinnitamiseks.

Objekti hoija on kujutatud joonisel 17a. Hoija on disainitud kiirkinnitusega, et prisma puhastamiseks või metallikile kinnitamiseks ei peaks prisma hoijast eemaldama. Kiirkinnitus on disainitud sarnaselt optiliste relsside kiilkinnitusega, et hoija oleks kogu aeg täpselt ühes ja samas kohas. Vastasel juhul tuleks seade iga kord uuesti kalibreerida. Kuna tegemist on väga universaalse mõõtmisseadmega, siis peab ka objektihoija olema universaalne. Kõige piiravamaks teguriks on objekti suurus. Väga väikese detaili jaoks tuleb disainida spetsiaalne hoija ning väga suuri või raskeid objekte ei saa antud seadmega mõõta. Joonisel 17a on kujutatud kolmnurkne prisma koos tsirkulatsioonikambriga prisma tagumisel tahul. Sellest on võimalik läbi juhtida erinevaid vedelikke, et uurida näiteks erinevate keskondade mõju peegeldumiskõverale ning plasmonefektidele või uurida stimuleeritud pinnaplasmonite tekitamist luminesseeruvate vedelikega. Pidev tsirkuleerimine

on vajalik näiteks fotopleekuvate vedelike korral [19, 43].

Viimaseks seadme osaks on andurite kinnitus. Kuna seade on disainitud igasuguste nurgasõltuvuste uurimiseks, siis peab olema võimalik seadmele kinnitada erinevaid andureid ja optilisi elemente (näiteks polarisatsiooni analüsaator). Seda ülesannet täidab 30 mm Thorlabsi puur (<http://www.thorlabs.de/>) (joonis 17), mis on laialt levinud optiliste elementide kinnitamisviis. Thorlabsi puuri eelis tavalise optilise relsi ees on, et kõik elemendid on ühtemoodi täielikult fikseeritud. See tähendab, et kõik filtrid, pilud, polarisaatorid, andurid ja muude optiliste komponentide optilised peateljed ühtivad ning on ühesuguse nurga all valgusega.

### 3.1.2 Pöörlemisalused



Joonis 18: a) Samm-mootoriga pöörlemisalus 8MR190-2. b) Kaheteljeline kontrolleri pöörlemisaluste jaoks.

Ehitatud mõõteseadme tuumaks on kaks samm-mootoriga pöörlemisalust 8MR190V-2-VSS42 (joonis 18a), mis on ostetud Leedu ettevõttelt STANDA (<http://www.standa.lt/>) ning nende juhtimiskontroller 8SMC1-USBhF-B2-MC2 (joonis 18b). Seepärast on põhjendatud seadme nimetamine ka kaheteljeliseks goniomeetriks.

Ühele mootori sammule vastab 0,01 kraadine pöörlemisaluse nurgamuutus. Kasutades mikrosamme võib saada nurga täpsuseks antud kontrolleri kuni 0,0013 kraadi. Maksimumkiiruseks on kaks täispööret minutis ning väändemoment on kuni 0,6 Nm. Pöörlemisalust liigutab bipolaarne samm-mootor nimipingega 42 V ja -vooluga 1,2 A. Mootori üks täispööre on jaotatud 200 sammuks.

Samm-mootorite kontrolleri saab juhtida kuni kahte mootorit. Kontrolleri on varustatud 120 W toiteallikaga. Arvutiga suhtlus toimub kasutades USB protokolliga ning kontrolleri on varustatud nuppudega mootorite liigutamiseks. Ühe arvutiga on võimalik ühendada kuni 64 mootorit, seega vajaduse korral on lihtne vabadusastmeid lisada. Näiteks automaatselt polarisaatori nurka muuta.

Kontrolleri programmeerimiseks on kaks valikut: LabVIEW ja C/C++ arenduspakett. Viimane neist töötab ainult 32-bitise operatsioonisüsteemiga. Kuna tarkvara on antud seadmetel kõige nõrgem koht, siis sai välja töötatud uus moodul mootorite juhtimiseks, täpsemalt tuleb selles juttu peatükis 3.2.1.

## 3.2 Mõõteseadme juhtloogika ja kasutajaliides

Juhtloogika ja kasutajaliides on programmeeritud peamiselt keeles Python ning väiksem osa C++s. Kogu kood on objektorienteeritud ning kasutatud on Pythoni lisamooduleid NumPy, SciPy, Matplotlib, PyUsb ja PySide. Kood jaguneb tinglikult neljaks: mootorite juhtloogika, suhtlemine anduritega, kalibreerimine ja kasutajaliides.

### 3.2.1 Pöörlemisaluste juhtimine

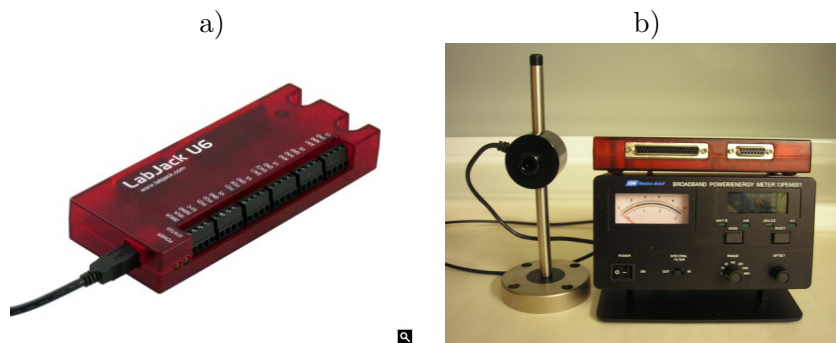
Tootja poolt (STANDA) oli pöörlemisaluste juhtimisloogika arenduspakett nii LabVIEWs kui ka C/C++s. LabVIEW versioon oli kahjuks disainitud ainult ühe mootori juhtimiseks. Mitme mootori juhtimine oli küll võimalik, aga ebaseaduslik. Seega tuli otsus, mitte juhtloogikat LabVIEWs teha. Lõpuks langes otsus programmeerimiskeele Pythoni kasuks tema lihtsuse ja võimaluste pärast. Näiteks polnud mõtet antud rakendust C++s teha, kuna seadme mootorite juhtimiseks pole vaja C++i kiirust ning Pythoni koodi on palju lihtsam kirjutada ja algajatel mõista.

Kuna Pythoni tuge pöörlemisalustele ei olnud, siis sai kasutatud C++ *boost* teeki, et mootorite kontrolleri suhelda läbi Pythoni mooduli. See 300-realine koodijupp võimaldab Pythonist kasutada samu käske, mis tootja poolt C++le tehtud.

Lisaks sai kirjutatud algselt mitte objektorienteeritud kood ümber objektorienteeritult. Seega valmis töö tulemusena lihtsasti kasutatav objektorienteeritud moodul Pythonile STANDA kontrolleri juhtimiseks, mida on võimalik kasutada ükskõik kui paljude STANDA samm-mootorite juhtimiseks.

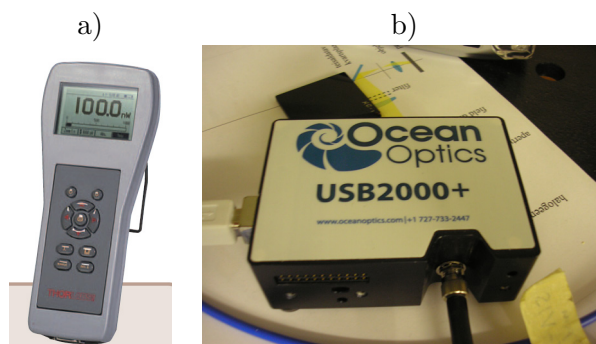
Kuigi tarkvaralahendus mootorite kontrolleri suhtlemiseks oli STANDAl puudulik, siis kontrolleri enda tarkvara on väga korralik ja laiade võimalustega. See sisaldab endas kiirendus- ja aeglustusaegade määramist, mikrosammude seaded ning sammumise kontrolli.

### 3.2.2 Suhtlemine anduritega



Joonis 19: a) LabJack U6. b) Melles Griot 13 PEM 001 ja LabJack U6

Kuna tegemist pole ainult peegeldumiskõvera mõõtmise seadmega, siis on vajadus seadmega ühendada erinevaid andureid. Näiteks erinevaid kiirgusmõõtjaid ja spektromeetrit. Selleks on mõõteseadmetele disainitud kinnitused, et need sobiksid andurite õlal asuvale Thorlabsi puurile. Seadme



Joonis 20: a) Kiirgusvõimuse mõõtja Thorlabs PM100. b) Spektromeeter Ocean Optics USB2000+

ehituse ja lõputöö raames kasutati kolme erinevat mõõteseadet: LabJack, Thorlabs PM100 ja Ocean Optics USB2000+.

LabJack (joonis 19a) on universaalne andmehõiveseade. Konkreetsetes töös kasutati mudelit U6, millel on 14 analoogsisendit täpsusega kuni 18 bitti. Seadet kasutasin koos kiirgusmõõtjaga Melles Griot 13 PEM 001 (joonis 19b) valguse võimsuse mõõtmiseks. Nimelt puudub antud seadmel digitaalne väljund, on vaid analoogväljund, mida digitaliseerisin LabJack-ga. Kiirgusmõõtja Melles Griot 13 PEM 001 põhineb termopaaridel ning on kalibreeritud lainepikkustevahemikus  $200\text{ nm}$  kuni  $20\ \mu\text{m}$ . Seadme reageerimiskiirus on väiksem kui pool sekundit ja mõõtetäpsus kuni  $10\ \mu\text{W}$ . Täiendava täpsuse saamiseks on tarkvaraline keskmistamine üle 100 - 1000 mõõtmise.

Thorlabs PM100 (joonis 20a) on kiirguse võimsusmõõtja. Seadmele on toodetud palju erinevat tüüpi andureid, selle töö raames on kasutatud Thorlabs S130A tüüpi andurit, mis põhineb räni pooljuhil. Mõõtmispiirkond on  $400\text{ nm}$  kuni  $1100\text{ nm}$  ning mõõdetav kiirgusvõimsus  $5\text{ nW}$  kuni  $500\text{ mW}$ . Vähim skaala muutus on  $100\text{ pW}$  ning mõõtmise määramatus  $\pm 5\%$ . Mõõtmeseadme eeliseks on väike müra ning RS-232 liidese olemasolu. Seega saab andmeid lugeda digitaalselt ning ei ole vaja lisaseadmeid. Seadmega suhtlemiseks valmis Pythoni moodul, mis kasutab PySerial teeki.

Ocean Optics USB2000+ (joonis 20b) on miniatuurne ( $90 \times 64 \times 35\text{ mm}$ ) fiiberoptiline spektromeeter. Antud spektromeetri anduriks on 2048-elementiline CCD (*charge-coupled device*, Sony ILX511B) ning dispergeerivaks elementiks difraktsioonivõre. Antud seadmega on võimalik mõõta spektreid lainepikkustevahemikus  $200\text{ nm} - 1100\text{ nm}$ . Integreerimisega saab muuta vahemikus  $1\text{ ms}$  kuni  $65\text{ s}$ . Kuna antud seadme tarkvara arenduspakett on tasuta, siis tuli ise kirjutada USB *driver* seadmega suhtlemiseks. Selleks tarbeks kasutasin PyUSB 1.0 moodulit ja LibUSB teeki. Tulemuseks on lihtsasti kasutatav Pythoni moodul USB2000+ spektromeetri kasutamiseks ning mõõtmiste automatiseerimiseks.

Selleks, et andureid oleks lihtne juurde lisada, on iga mõõteseadete Pythonis eraldi klassis (objekt-orienteeritud programmeerimise mõiste), millel peavad olema järgmised meetodid:

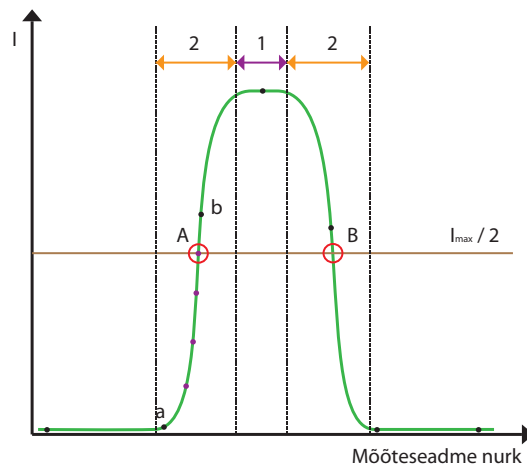
- *LoadDefaults()* - laeb anduri vaikeseaded, kasutatakse juhul kui salvestatud sätete lugemine ebaõnnestub
- *SetParams(\*\*kwargs)* - meetod anduri sätete muutmiseks
- *GetParams()* - meetod anduri sätete küsimiseks ja salvestamiseks



- *GetSettingsWidgets()* - meetod kasutajaliideses anduri sätete kuvamiseks ja muutmiseks
- *Start()* - loob ühenduse mõõteseadmega
- *Stop()* - katkestab ühenduse mõõteseadmega
- *Measure()* - teostab mõõtmise
- *GetName()* - tagastab mõõteseadme nimetuse.

Seega on mõõteseadmete lisamine väga lihtne ning väikeste piirangutega. Tuleb lihtsalt luua klass ning realiseerida ülal mainitud meetodid vastavalt uuele mõõteseadmele. Ülejäänud koodis on kõik mõõteseadmed võrdsed ning mõõteseadmele spetsiifilist koodi ei ole.

### 3.2.3 Automaatne fokuseerimine



Joonis 21: Kiirguse intensiivsuse sõltuvus mõõteseadme asukohast.

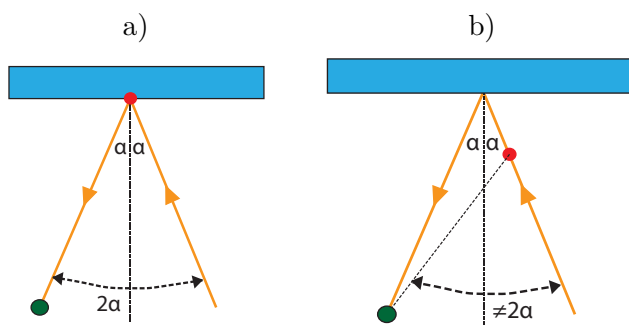
Paljud mõõteseadme automatiseerimise ning kalibreerimise funktsioonid põhinevad valguskiire asukoha täpsel leidmisel. Näiteks võimaldab see otsida õiget mõõteseadme asukohta, sellest tuleb juttu peatükis 3.2.5.

Tavaliselt sõltub registreeritud kiirguse intensiivsus mõõteseadme nurgast (asukohast) vastavalt joonisele 21. Füüsiliselt on kõver põhjendatud mõõteseadme piiratud mõõtmetega. Nimelt kujutab piirkond 1 juhtu, kui kogu valgus langeb mõõteseadme efektiivsele alale. Piirkond 2 kujutab vastavalt juhtu, kus osa valgusest langeb mõõteseadme korpusele ja seda ei registreerita.

Ehitatud kaheteljelise goniomeetri kiire keskkoha leidmise algoritm põhineb punktide A ja B täpsel määramisel. Need punktid asuvad intensiivsuse kõvera poolel kõrgusel, nagu on märgitud joonisel 21. Sümmeetrilisel eeldusel on tegelik kiire keskkohast täpselt punktide A ja B keskel. Kuna terve otsitava nurgavahemiku registreerimine piisavalt väikese sammuga võtab liiga kaua aega (mõõteseadmed vajavad umbes 0,3 sekundit stabiliseerimiseks), siis on vaja rakendada kavalamat algoritmi.

Algoritm põhineb rekursiivsel punktide A ja B otsimisel. Alguses registreeritakse kogu kõver suure sammuga (mustad punktid joonisel 21) ning fikseeritakse intensiivsuse poolkõrgus (pruun joon). Seejärel on teada, et otsitav punkt A on kindlasti punktide a ja b vahel ning otsitakse sealt väiksema sammuga (lillad punktid). Sarnast algoritmi korratakse kuni on saavutatut piisav täpsus punkti A asukohale. Sarnast algoritmi kasutatakse ka punkti B asukoha määramiseks. Tänu rekursiivsele otsimisele on võimalik kergesti ja kiiresti määrata kiire asukoht täpsusega kuni 0,0013 kraadi. Peab ära märkima, et antud kirjelduses eeldasin, et mõõteseadmel pole müra ning intensiivsus on kogu mõõtmisaja jooksul muutumatu. Kuna tegelikkuses see pole nii, on seadmesse programmeeritud vastavad parandusmehanismid, mille kirjeldamine ei mahu töö raamesse.

### 3.2.4 Objekti positsioneerimine



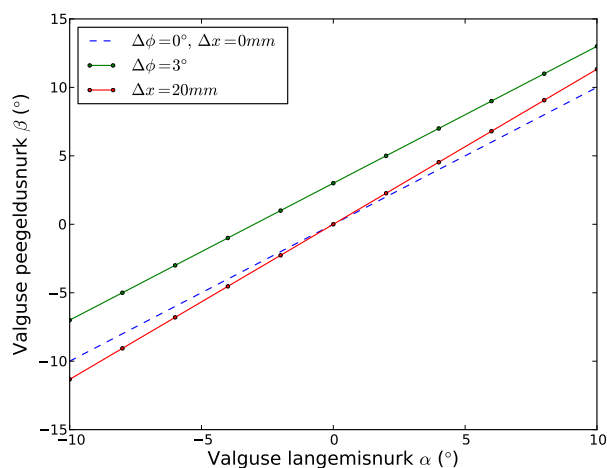
Joonis 22: Joonistel on punase ringiga tähistatud goniomeetrite pöörlemistelg ning roheline ringiga andur. Tähega  $\alpha$  on tähistatud valguse langemisnurk.

Kuna mõõdetava objekti täpne positsioneerimine on paljude eksperimentide õnnestumiseks väga tähtis, siis on kaheteljelisel goniomeetril sisse ehitatud automaatne kalibreerimine, mis kasutab ära pöörlemisaluste suurt täpsust. Meetod eeldab, et objektil on vähemalt üks sile tahk ning et sellelt peegelduvat valgust on võimalik registreerida. Algoritmi tööpõhimõtet kirjeldab joonis 22. Joonisel märgib punane ring samm-mootorite pöörlemistelge ning roheline anduri asukohta. Juhul kui objekti sile pind asub täpselt pöörlemisteljel (joonis a), siis iga nurga  $\alpha$  korral on langenud ja peegeldunud kiire vahel nurk  $2\alpha$ . Vaatame nüüd juhtu kui pöörlemistelg ei asu objekti sileda pinna tasandis (joonis b). Sellisel juhul ei ole enam peegeldunud kiire ja langenud kiire vaheline näiv nurk täpselt  $2\alpha$ . Seda muutust kasutabki antud meetod.

Joonisel 23 on toodud arvutuslikud andmed, kuidas muutub erinevate objekti asendite korral näiv peegeldusnurk  $\beta$  sõltuvalt valguse langemisnurgast  $\alpha$ . Parameeter  $\Delta\phi$  kirjeldab objekti nurga viga. Nimelt kui  $\Delta\phi = 0^\circ$ , siis on juhtloogikal täpselt teada objekti nurk, ehk kui valgus langeb programmi arvates risti pinnale, siis see on päriselt ka nii. Joonisel toodud sinine punktiirjoon näitab joonisel 22a kujutatud juhtu. On selge, et sellisel juhul on  $\alpha = \beta$ . Kalibreerimiseks on väga tähtis, et nurga määramatusel ( $\Delta\phi$ ) ja paralleelnihkel (kaugus uuritava pinna ja pöörlemistelje vahel,  $\Delta x$ ) oleks erinev efekt mõõdetud väärtustele. Vastasel juhul ei saa eristada, kas vale on paralleelnihke või hoopis nurk. Nagu joonisel näha, on tõesti vael nurgal (roheline joon) ja paralleelnihkel (punane joon) erinev efekt. Nimelt on paralleelnihkel mõju ainult mõõdetud sirge tõusule ning nurga määra-

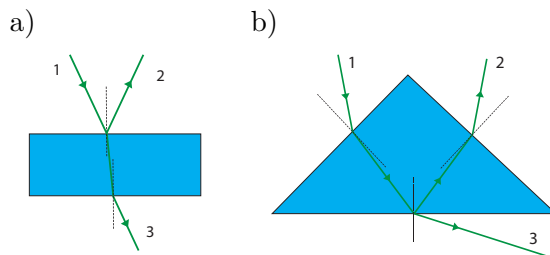
misel tehtud veal efekt ainult sirge võrrandi vabaliikmele. Kõike seda on võimalik ka matemaatiliselt rangelt tõestada, aga ülevaatlikuse huvides pole antud töös seda tehtud.

Eelnevat kokkuvõttes on sileda pinna asukoht pöörlemisalusel ära määratud kahe parameetriga  $\Delta x$  ja  $\Delta \phi$ , millest esimene määrab ära kauguse pöörlemisteljest ja teine nurga. Nende kahe parameetri ning joonisel 23 kujutatud sirge tõusu ja vabaliikme vahel on üksühene seos. Seega kui möödame valguse peegeldumisenurga  $\beta$  sõltuvuse valguse langemisenurgast  $\alpha$ , saab määrata ka objekti asukoha  $\Delta x$  ja  $\Delta \phi$ . Mõõteseadmes on realiseeritud automatiseeritud algoritm, mis saab siiski objekti asukoha parameetritega  $\Delta x$ ,  $\Delta \phi$  ning seejärel annab interaktiivselt juhiseid objekti asukoha muutmiseks, kuni on saavutatud õige positsioon. Peegeldunud kiire asukoha määramiseks kasutatakse automaatse fokuseerimise algoritmi (peatükk 3.2.3).



Joonis 23: Objekti kalibreerimine sileda pinna järgi.

### 3.2.5 Mõõtmisgeomeetriad



Joonis 24: a) Valguse peegeldumine ja läbimine planaarsest struktuurist. b) Valguse läbimine ja peegeldumine kolmnurksest prismast.

On selge, et olenevalt uuritava objekti kujust, asendist ja murdumisnäitajast peegeldub ja läbib valgus seda erinevalt. Seega peab andurite õlg asuma erinevates kohtades, olenevalt missugust kiirt mõõdetakse (peegeldumine või läbimine). Näitena on toodud joonisel 24 langeva valguskiire (1) peegeldumine (2) ja läbimine (3) planaarsest struktuurist (a) ja kolmnurksest prismast (b).

Seadme juhtkoodis on see probleem lahendatud kahel viisil. Kui tegemist on lihtsama struktuuriga, millel on otsitava kiire asukoha jaoks lihtsad valemid, on võimalik see koodi sisse kirjutada. Näiteks hetkel on koodi kirjutatud planaarse struktuuri ja poolsilindrilise prisma peegeldumine ja läbimine. Erinevad geomeetriad on realiseeritud klassidena, millel peavad olema kindlad meetodid:

- *LoadDefaults()* - laeb anduri vaikeseaded, kasutatakse juhul kui salvestatud sätete lugemine ebaõnnestub
- *SetParams(\*\*kwargs)* - meetod anduri sätete muutmiseks
- *GetParams()* - meetod anduri sätete küsimiseks ja salvestamiseks
- *GetSettingsWidgets()* - meetod kasutajaliideses anduri sätete kuvamiseks ja muutmiseks
- *GetSensorAngle(prismAngle)* - tagastab nurga, kus peab asuma mõõteseade, kui uuritava objekti nurk on *prismAngle*.

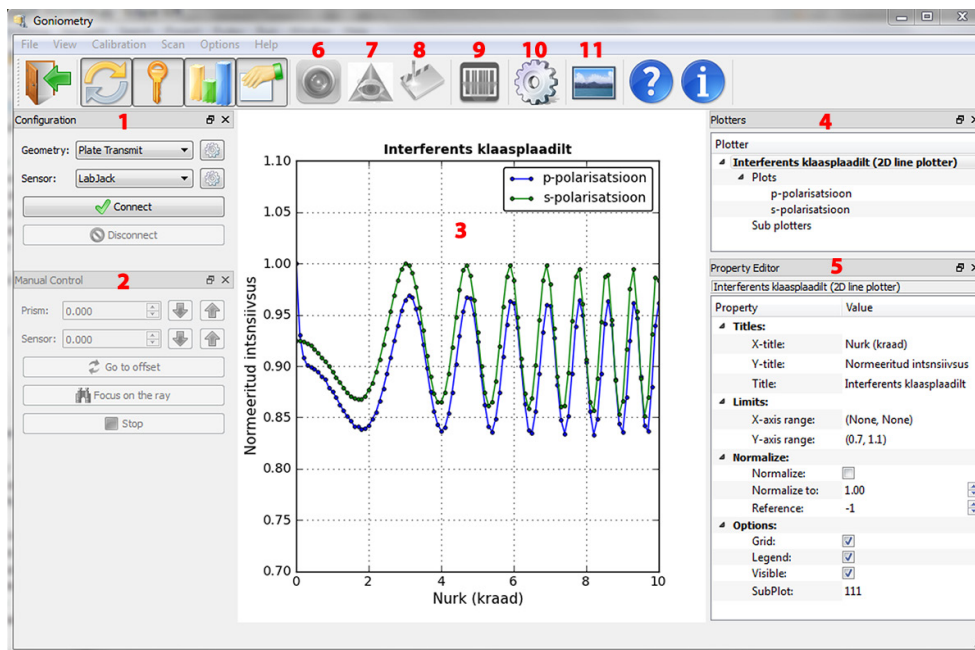
Selline kindel struktuur lubab ülejäänud koodis käsitleda kõiki mõõtmisgeomeetriaid ühesugusena ja muudab uue geomeetria lisamise väga lihtsaks. Samuti on ka seadete salvestamine ja taastamine kõikide geomeetria puhul samasugune.

Keerukamate geomeetria jaoks on koodi kirjutatud automaatne nurgaotsimine. Algoritm registreerib erinevate uuritavate objektide nurkade korral mõõteseadme soovitava asukoha. Nende mõõdetud punktide vahel kasutatakse lineaarset interpoleerimist. Vajaminevate punktide arv sõltub seose mittelineaarsusest. Et protsessi automatiseerida, tuleb mõõteseadmele käsitsi ette anda mõõteseadme õige asukoht kahe objekti nurga korral. See on vajalik, kuna objekti ümber võib olla mitu erinevat kiirt ning mõõteseade ei oska ennustada, missugust mõõta. Kui kaks punkti on teada, siis edasi oskab aparaat täpselt määrata ülejäänud punktid väga täpselt kasutades automaatse fokuseerimise algoritmi (peatükk 3.2.3).

Kolmas võimalus mõõteseadme õige asukoha määramiseks on kasutada geomeetrilise optika simulaatori moodulit, mida kasutatakse seadme kalibreerimisel. Simulaatorisse on võimalik sisestada peaagu ükskõik missuguse struktuuriga objekt ning määrata langeva valguse asukoht. Simulaator, kasutades peegeldumis- ja murdumisseadust, leiab kõik peegeldunud ja murdunud valguskiired, mis kaugenevad objektist. Sellise lahenduse eeliseks on lihtsus võrreldes analüütilise valemi tuletamisega. Seda lahendust pole kasutajaliideses realiseeritud, kuna automaatse nurga otsimise algoritm on universaalsem ning on senimaani hakkama saanud kõikide objektidega.

### 3.2.6 Kasutajaliides

Kaheteljelise goniomeetri ehituse üheks osaks oli kergesti kasutatava kasutajaliidese valmistamine. Selleks sai kasutatud moodulit PySide (<http://www.pyside.org/>), mis põhineb Qt Project (<http://qt-project.org/>) kasutajaliidese arenduspaketil. Qt on laialt levinud ning kõrgetasemeline kasutajaliidese arenduspakett, mis toetab kõiki laialt levinud operatsioonisüsteeme. Kasutajaliides on koostatud inglise keeles, et seadet oleks võimalik kõigil arusaadavalt kasutada. Käesolevas töös kirjeldan kasutajaliidest väga ülevaatlilikult, kuna detailne käsitus on kasutajaliidese keerukuse ja võimaluste rohkuse tõttu võimatu.

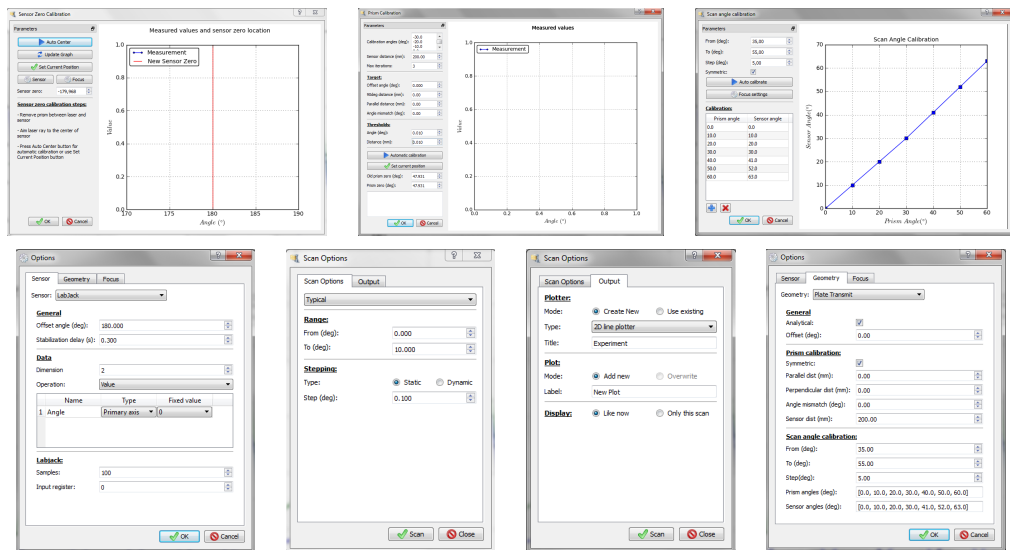


Joonis 25: Kasutajaliidese peaaken.

Kasutajaliidese põhiaken on toodud joonisel 25 ning koosneb kuuest osast. Number ühega on tähistatud mõõtmisgeomeetria ja mõõteseadme valiku aken. Vajutades *connect* (ühenda) nuppu luuakse valitud mõõteseadme ning samm-mootorite kontrolleri ühendus. Samm-mootorite manuaalseks juhtimiseks on aken number 2. Peaakna keskel (3) asuvad mõõtmistulemuste graafiline kujutis. Näiteks hetkel on kujutatud klaasplaadi läbilaskvuskoeffitsiendi sõltuvust valguse langemisenurgast kahe erineva polarisatsiooni korral. Graafikuid on mitut eri tüüpi (nii 2D kui 3D) ning sarnaselt mõõtmisgeomeetriatega ning -seadmetega on koodis graafikute klassid standardiseeritud. Seega on uut tüüpi graafikute lisamine lihtne. Aknas number 4 ongi nimekiri erinevatest graafikutest ning nimekiri kõveratest antud graafikul. Aknas 5 on võimalik muuta aknas 4 valitud objekti seadeid.

Lisaks on põhiaknal veel menüü teiste võimaluste jaoks. Näiteks anduri asukoha kalibreerimisdialogi nupp on tähistatud number kuuega. Ülejäänud numbritega on tähistatud uuritava objekti asendi kalibratsioon (7), anduri asendi seaded (8), mõõtmiste tegemise dialoog (9), seaded (10) ning pildi salvestamise nupp (11).

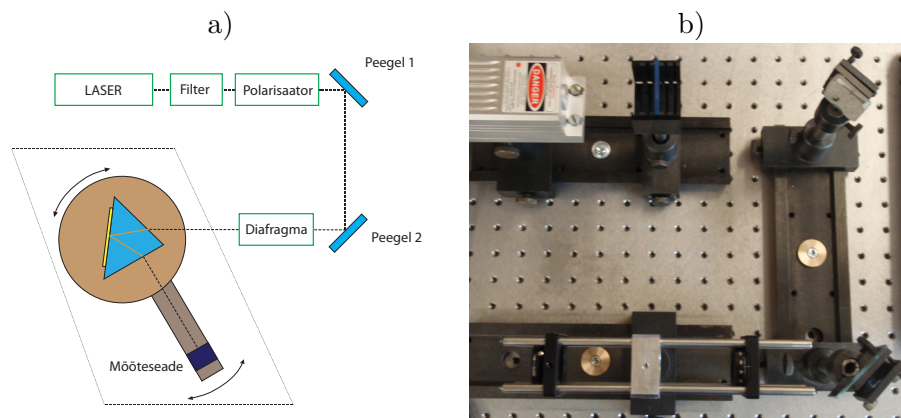
Nendest nuppudest avanevad vastavalt uued aknad kalibreerimiseks ning seadistuste muutmiseks. Mõned pildid nendest dialoogidest on toodud joonisel 26.



Joonis 26: Pildid kasutajaliidesest.

## 4 Metoodika

### 4.1 Eksperimendi ülevaade



Joonis 27: Eksperimendi skeem.

Eksperimendi üldiseks eesmärgiks on ergastada pinnaplasmonid Kretschmanni skeemiga (peatükk 2.3.1) ja seeläbi iseloomustada nii kullakile kui ka pinnaplasmonid. Eksperiment jaguneb kaheks. Esimeseks osaks on peegeldunud valguse intensiivsuse registreerimine sõltuvalt valguse langemisnurgast metallikilele. Modelleerides sama peegeldumist peatükis 2.4.2 kirjeldatud ülekandemaatriksi meetodiga on võimalik süsteemi kohta saada täpsemat informatsiooni nagu metallikihi paksus ja kompleksne murdumisnäitaja ning iseloomustada metallipinnal levivaid pinnaplasmonid (pinnaplasmonite leviku kaugus ja ergastamise efektiivsus). Tulemusi võrdleme kirjandusest leitud sarnaste eksperimentidega [44, 45, 46, 47, 48, 49, 50].

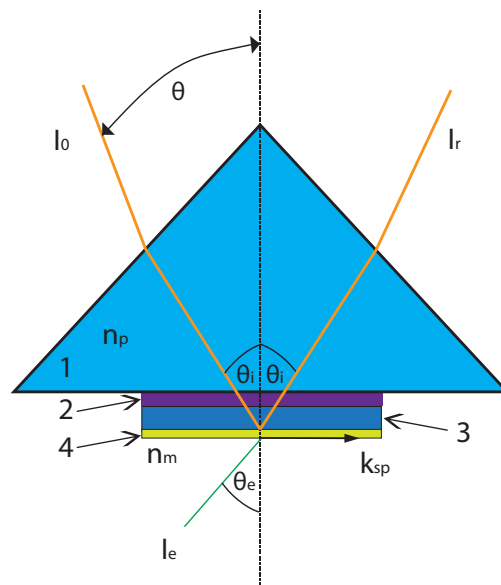
Teises katse osas registreerime prisma taga hajunud valguse intensiivsuse, mis on põhjustatud metalli karedusest (peatükk 2.6.1). Selle põhjal anname hinnangu metallikile karedusele. Lisaks mõõdame metallikile ka aatomjõumikroskoobiga (*Atomic Force Microscope*) ning võrdleme kahe meetodi kattuvust [36, 51, 52, 53].

Kuna pinnaplasmonite dispersiooniseos on mõjutatud metalli karedusest, siis eksperimendi esimeses punktis leitud parameetrid on efektiivsed ja kirjeldavad ka metalli karedusest tingitud efekte (esimeses punktis koostatud mudel eeldab siledat metallikile) [54, 55]. Kuna katse teises osas hindasime karedust, on nüüd võimalik välja arvutada ning elimineerida kareduse mõju süsteemi parameetritele nagu metallikile paksus ning kompleksne murdumisnäitaja [42, 55, 56].

Eksperimendi üldine skeem on toodud joonisel 27. Katseskeemi põhiosadeks on laser, filter, polarisaator, kaks peeglit, diafragma ning peatükis 3 kirjeldatud kaheteljeline goniomeeter.

### 4.2 Eksperimendi komponentide andmed

Laseriks on kasutatud 3 mW-st heelium-neon laserit lainepikkusega  $593\text{ nm}$  ja kuni 30 mW-st pooljuhtlaserit lainepikkusega  $532\text{ nm}$ . Pärast laserit on paigaldatud optiline filter eesmärgiga puhastada laserivalgust teistest lainepikkustest. Nimelt mõõtmistulemused näitavad, et pooljuhtlaserist tuleb välja ka arvestatav hulk pumpamise lainepikkust  $1064\text{ nm}$  ning see rikub eelduse, et kasutatav valgus



Joonis 28: Metallikile (4) kinnitamine prismale (1). Number 3-ga on tähistatud klaasplaat, millele kuld on sadestatud. Metallikile ja klaasplaat kinnituvad prisma külge immersiooniõliga (2).

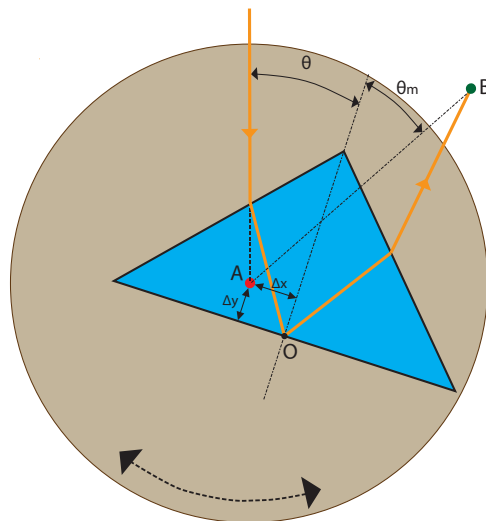
on heas lähenduses monokromaatne. Seejärel on laserkiire teel reguleeritav polarisaator (Thorlabs LPVISE100-A). Antud katses on tähtsal kohal p-polariseeritud valgus (elektrivälja vektor paralleelne valguse langemistasandiga), kuna s-polariseeritud valgusega pinnaplasmonid ergastada pole võimalik (peatükk 2). Samas on hea kasutada s-polariseeritud valgust, veendumaks kas tegu on plasmoonika efektiga. Peegliid 1 ja 2 on reguleeritavad ning neid kasutatakse valguskiire kõrguse ja sihi muutmiseks. Aperatuuriga (Thorlabs SM1D12SZ) eemaldatakse hajunud valgus.

Antud eksperimendis kasutati metallikilena kulda, mis on toodetud Šveitsis Phasise poolt. Plasmoonikas kasutatakse tavaliselt kas kulda või hõbedat. Kulla eeliseks on suurem keemiline passiivsus. Hõbedakile puuduseks on oksiidikihi tekkimine metalli pinnale. Kullakile (99,99% puhas kuld) paksusega  $50\text{ nm}$  on sadestatud  $25 \times 25\text{ mm}$  ja  $1,1\text{ mm}$  paksusele klaasplaadile (murdumisnäitaja  $1,510$  ( $\lambda = 532\text{ nm}$ ) ja  $1,508$  ( $\lambda = 593\text{ nm}$ )). Lisaks on kulla ja klaasi vahel õhuke (täpne paksus teadmata) titaanikiht, mille eesmärk on muuta kullakiht vastupidavamaks [57]. Esimese hinnangu kulla ja titaani kompleksetele murdumisnäitajatele saab Paliku mõõtmistest (<http://refractiveindex.info/>) ning need on vastavalt kullale ja titaanile  $n_{Au} = 0,47 + 2,41i$  ja  $n_{Ti} = 1,84 + 2,53i$  lainepikkusel  $532\text{ nm}$  ja  $n_{Au} = 0,26 + 2,97i$  ja  $n_{Ti} = 2,02 + 2,78i$  lainepikkusel  $593\text{ nm}$ [28]. Need murdumisnäitajad on esimene hinnang, kuna õhukeste metallikilede murdumisnäitaja võib olla erinev lausmetalli omast. Kullakile kinnitati prisma (täpne murdumisnäitaja teadmata) tagumisele tahule nagu on näidatud joonisel 28. Prisma põhja (täisnurkne kolmnurk) mõõtmeks on  $44 \times 32 \times 32\text{ mm}$  ning kõrgus  $32\text{ mm}$ . Kinnitamiseks kasutati immersiooniõli (Olympus, murdumisnäitajaga  $1,516$ ). Prisma (1) ja klaasplaadi (3) vahele doseeriti väga väike kogus immersiooniõli (2), ning seejärel suruti klaasplaat vastu prisma tagumist tahku. Pindpinevusjõudude tõttu valgub immersiooniõli õhukeseks kihiks ning hoiab klaasplaati prisma tagumisel tahul. Immersiooniõli kasutamine on vajalik, kuna pinnaplasmonite ergastamiseks Kretschmanni skeemiga



(peatükk 2.3.1) on vaja, et täielik sisepeegeldumine toimuks keskkondade 3 ja 4 vaheliselt pinnalt, et täieliku sisepeegeldumise lähiväli ulatuks läbi metallikile. Alternatiiv on sadestada metallikile otse prismale, aga see on majanduslikult ebaotstarbekas, kuna metallikile on vaja aeg-ajalt vahetada.

### 4.3 Prisma kinnitamine



Joonis 29: Prisma asukoht pöörlemistelje suhtes.

Antud töös kasutame täisnurkset kolmnurkset prisma. Selle kinnitamine õigesse asukohta pole sugugi lihtne. Joonisel 29 on kujutatud kolmnurkset prisma pöörlemisalusel. Pöörlemisaluse telg on tähistatud tähega A ja kolmnurkse prisma tagumise tahu keskpunkt tähega O. Laserkiir on reguleeritud läbima pöörlemistelge A. Olgu prisma ja laserkiire vaheline nurk  $\theta$  nii nagu on kujutatud joonisel 28.

Vaatleme esimesena juhtu, kui pöördaluse telg ja prisma tagumise tahu keskpunkt langevad kokku. Sellisel juhul läbib valguskiir prisma tagumise tahu keskpunkti O ainult siis, kui ta langeb risti tahule ehk kui  $\theta = 45^\circ$ . Teiste nurkade puhul toimub peegeldumine prisma tagumisel tahul kas keskpunktist paremal või vasakul. See ei ole plasmoonikakatsetes aktsepteeritav, kuna metallikile omadused võivad varieeruda vastavalt asukohale [58].

Probleemile lahenduseks on paigutada prisma tagumise tahu keskpunkt (O) pöörlemisteljest (A) vastavalt  $\Delta x$  ja  $\Delta y$  kaugusele. Kui põhjaks on täisnurkne kolmnurk, siis lihtsast geometriast järeldub, et  $\Delta x = \Delta y$  ja need avalduvad järgmisest valemistest

$$\Delta x = \frac{l_c \tan(\alpha)}{2 + 2 \tan(\alpha)},$$

kus

$$\alpha = 45^\circ - \text{asin}\left(\frac{\sin(45^\circ)}{n_p}\right),$$

$l_c$  on prisma põhja hüpotenuusi pikkus ning  $n_p$  on prisma murdumisnäitaja. Eeldades prisma murdumisnäitajat  $n_p = 1,5$  ja võttes  $l_c = 44\text{ mm}$ , siis  $\Delta x = \Delta y = 5,1\text{ mm}$ .

Seega on ka kolmnurkse prisma puhul võimalik, et valguse peegeldumine toimuks alati prisma tagumise tahu keskpunktist [58]. Tekib aga küsimus, et miks me ei kasutanud lihtsalt poolsilindrilist prismat, sest siis antud probleeme ei teki. Kui poolsilindrilise prisma tagumise tahu keskpunkt asub pöörlemisaluse teljel, siis on langenud kiir alati prismaga risti ning seetõttu ei murdu, olenemata prisma murdumisnäitajast. Põhjus peitub asjaolus, et reaalsuses on valguskiirel mõõtmed ning olukord, kus valgus langeb poolsilindrilise prisma pinnale risti, kehtib ainult valguskiibu väikeses osas või siis juhul, kui prisma mõõtmed on tunduvalt suuremad kui kiire läbimõõt. Seega antud laseri ja olemasolevate prismade puhul tekib arvestatav nn läätse efekt ning valguskiir "valgub" laiali ning muudab eksperimendi ebatäpseks.

Kolmnurkse prismaga läätse efekti ei teki ning eksperimendi täpsus sõltub ainult optiliste pindade kvaliteedist ning laserkiire kollimeeritusest. Peegeldumist ühest ja samast punktist ei saavutata ilma kaduteta. Nimelt on mõõteseadme asukoht (B) raskesti määratav ning peegeldunud kiir ei lange andurile risti, vaid on väikese nurga all, mis sõltub prisma nurgast laserkiire suhtes. Seega mõõtmise käigus muutub valguse langemise nurk andurile. Kuna selle nurga erinevus täisnurgast väheneb anduri kaugusega, siis paigutades anduri piisavalt kaugemale, võib seda nähtust ignoreerida. Anduri nurka  $\theta_m$  on ebaameeldiv arvutada ning sõltub mõõteseadme kaugusest. Antud juhul see ei ole probleem, kuna seadmel on automaatne algoritm valguskiire otsimiseks (peatükk 3.2.5).

#### 4.4 Kaheteljelise goniomeetri kalibreerimine

Goniomeetri ja kogu katseskeemi (joonis 27) justeerimine koosneb järgnevatest osadest:

- Laseri stabiilsuse hindamine
- Optilise telje justeerimine
- Mõõteseadme nullnurga määramine
- Prisma nullnurga ja asukoha määramine
- Anduri nurga sõltuvus prisma nurgast.

Katsetes eeldame, et laseri võimsus on mõõtmise käigus konstantne. On selge, et on vaja kontrollida, kas see eeldus ka paika peab. Selleks tuleb jälgida piisavalt pika aja jooksul laseri intensiivsuse muutumist ajas. Selle mõõtmise järgi saab vastuse küsimusele, kas laseri võimsus stabiliseerub ning kui jah, siis kaua selleks aega kulub. Alternatiiviks ja paremaks lahenduseks on kasutada kiirte jagajat (*beam splitter*), et jälgida laseri intensiivsust mõõtmise vältel ning teha jooksvalt korrekture. Selle lahenduse mittekasutamise peamiseks põhjuseks oli kahe võimsusmõõtja vajadus ning laseri piisav stabiilsus mõõtmise vältel.

Optiline telje justeeritus kujutab endas järgmiste tingimuste täidetust: laserkiir läbib goniomeetrite pöörlemistelgesid ning on paralleelne prisma alusega. Lasekiire kõrguse ja sihi reguleerimiseks on

kasutada kaks reguleeritavat peeglit (joonis 27). Selleks, et kontrollida, kas laserkiir läbib pöörlemistelge, kasutati  $200\ \mu\text{m}$  laiust pilu (*Thorlabs S200R*), mis kinnitati prisma asemel pöörlemisteljele. On selge, et juhul kui pilu on risti laserkiirega, selle keskpunkt asub pöörlemisteljel ja laserkiir läbib pöörlemistelge, siis valguse intensiivsus (mis on maksimaalne võimalik), mis läbib pilu, ei muutu, kui seda pöörata  $180^\circ$ . Samas muudel juhtudel pole see võimalik. Kui pilu ei asu pöörlemisteljel, siis ei läbi seda maksimaalne kogus valgust. Kui laser ei läbi pöörlemistelge, siis pilu  $180^\circ$  pööramisel on võimatu saavutada võrdseid intensiivsuseid. Laserkiire kõrguse ning paralleelsuse määramisel olid heaks abimeheks Thorlabsi puuri optilise telje määramise vahendid (*Thorlabs CPA1*). Nimelt on goniomeetri andurite õlal suhteliselt pikk Thorlabsi puur (joonis 17b), mille asend on seadme konstruktsiooniga määratud ning on paralleelne prisma alusega. Samuti löikub selle optiline telg goniomeetri pöörlemisteljega. Seega kasutades kahte joonisel 30 kujutatud justeerimise abimeest (neil on läbimõõduga  $1\ \text{mm}$  auk optilise telje keskel) on võimalik reguleerida laserkiir õigele kõrgusele (laserkiir läbib mõlemas puuri otsas asuvat justeerimise abimeest) ning veenduda, et laserkiir läbib seadme pöörlemistelge.

Prisma nullnurga ja asukoha määramiseks on kaks võimalust. Esimene on lihtsalt ühelt tahult peegeldunud kiire täpne tagasisuunamine. Piisavalt kaugel kokkulangevust kontrollides on võimalik määrata prisma nurk lihtsa vaevaga kas või sajandik kraadi täpsusega. Prisma asukohta pöörlemistelje suhtes on võimalik välja arvutada (peatükk 4.3) ning kasutades goniomeetrit olemas olevat kaheteljelist liikumisalust, mis on täpseks liigutamiseks varustatud krüvikutega, on võimalik vastav asend saavutada. Täpsem lahendus on seadme juhtloogikasse sisse ehitatud ning kasutab ära valguse peegeldumist siledalt pinnalt (peatükk 3.2.4).

Anduri õige asukoha määramiseks peegeldunud valguse uurimiseks kasutati automaatset kalibreerimist (peatükk 3.2.5). Arvutuslik asukoha määramine on küll võimalik, aga tülikas. Hajunud valguse uurimiseks prisma tagumiselt tahult pole vaja mõõtmisgeomeetriat kasutada, kuna mõõta on vaja lihtsalt prisma ümbert (joonis 14).



Joonis 30: 30 mm Thorlabsi puuri optilise telje justeerimise abimees.

Kiirgusmõõtja nullnurga (nurk, kus laserkiir langeb otse anduri keskpunkti) määramine on lihtne, kuna selleks tarbeks on goniomeetri juhtprogrammil eraldi dialoog, mis kasutab rekursiivset fokuseerimist (peatükk 3.2.3), mille abil on võimalik määrata nullnurk väga täpselt.

## 4.5 Eksperimendid

### 4.5.1 Prisma murdumisnäitaja määramine

Kuna prisma murdumisnäitaja ei olnud teada, siis esimese sammuna tuli see määrata. Üks lihtsamaid meetodeid prisma murdumisnäitaja määramiseks on see arvutada kas Brewsteri (p-polariseeritud valgus) või täieliku sisepeegeldumise ehk kriitilisest nurgast. Kuna kasutada on täpne kahetelje-line goniomeeter, siis selle testimiseks ning murdumisnäitaja täpsemaks määramiseks võib mõõta prisma tagumiselt tahult peegeldumist (sarnaselt joonisele 29) laias nurgavahemikus ning kasutada ülekandemaatriksi meetodit (peatükk 2.4.2) või lihtsalt Fresneli valemeid, et lähendada teoreetiline kõver eksperimendipunktidele.

Kiirguse intensiivsuse määramiseks kasutati kiirguse võimsusmõõtjat Thorlabs PM100 (peatükk 3.2.2) ning p- ja s-polariseeritud valgust. Mõõtmised tehti kahel lainepikkusel  $532\text{ nm}$  ja  $593\text{ nm}$ .

### 4.5.2 Peegeldumiskõvera registreerimine

Edaspidistes katsetes kinnitati kullakile immersiooniõliga prisma tagumisele tahule (peatükk 4.2), et uurida peegeldumiskõverat Kretschmanni skeemiga (peatükk 2.3.1). Peegeldumiskõvera registreerimiseks kasutati kiirguse võimsusmõõtjat Thorlabs PM100. Joonisel 28 on kujutatud langenud valguse intensiivsus  $I_0$  ja peegeldunud valguse intensiivsus  $I_r$ . Antud katses registreeriti peegeldunud valguse intensiivsus sõltuvalt laserkiire ja prisma vahelisest nurgast  $\theta$  nii, nagu on kujutatud joonisel 28. Peegeldumiskõver registreeriti vahemikus  $10^\circ - 70^\circ$  ning mõõtmispunktide samm on  $0,05^\circ - 1^\circ$  olenevalt mõõdetud graafiku kujust ja piirkonnast. Katses kasutati heelium-neonlasert lainepikkusega  $593\text{ nm}$ .

### 4.5.3 Hajunud valguse mõõtmine

Hajunud valguse mõõtmiseks reguleeriti prisma tagumise tahu keskpunkt (samuti ka pinnaplasmonite ergastuspunkt) goniomeetri pöörlemisteljele, et vältida nurgamoonutusi hajunud valguse mõõtmisel. Nii nagu on kirjeldatud teoorias (peatükk 2.6.1), toimub pinnakareduste tõttu pinnaplasmonite muutumine valguseks ning seda on võimalik mõõta prisma tagumisel tahul. Kuna hajunud valgus on väga nõrk ( $0,1\ \mu\text{W}$ ), siis oli vajalik katseskeemi varjestamine ja pimendamine, et vältida muudest allikatest tulnud valguse intensiivsuse mõõtmist. Lisaks kasutati heelium-neonlaseri asemel diodlasert, mille eeliseks on peaagu kümme korda suurem võimsus.

Mõõtmisi tehti nii Thorlabs PM100 võimsusmõõtjaga kui ka Ocean Optics USB2000+ spektromeetriga (peatükk 3.2.2). Spektromeetri eeliseks oli võimalus mõõta ainult meid huvitavat lainepikkust ning suurem tundlikus. Samas puuduseks oli teada oleva seose puudumine reaalse mõõteskaalaga.

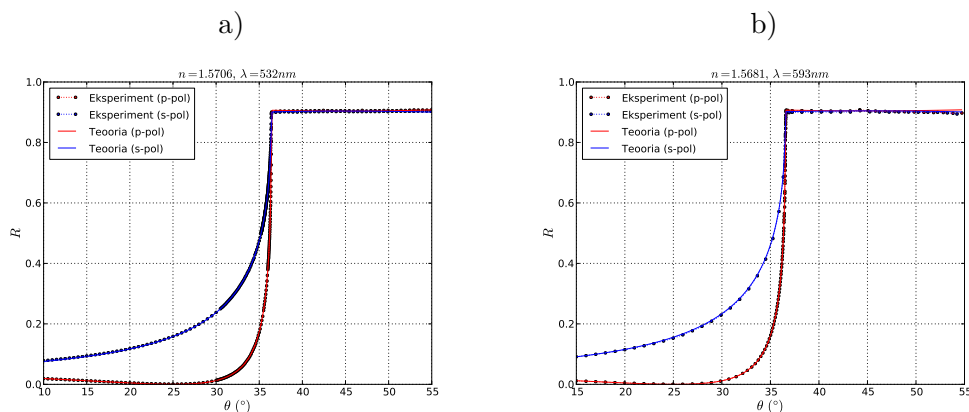
Joonisel 28 kujutatud nurk  $\theta$  seati võrdseks plasmonnurgaga, kuna siis on hajunud valguse intensiivsus kõige suurem (hajunud valgus on tekitatud pinnaplasmonite arvelt) [42]. Seejärel tehti mõõtmisi prisma tagumise tahu keskpunkti ümber varieerides nurka  $\theta_e$  vahemikus  $-80^\circ$  kuni  $80^\circ$ .

Katse kontrollimiseks kasutati võrdse intensiivsusega p ja s-polariseeritud valgust. S-polariseeritud valgus pinnaplasmonideid ei ergasta ning seega ei teki ka hajunud valgust.

## 5 Tulemused

### 5.1 Prisma murdumisnäitaja

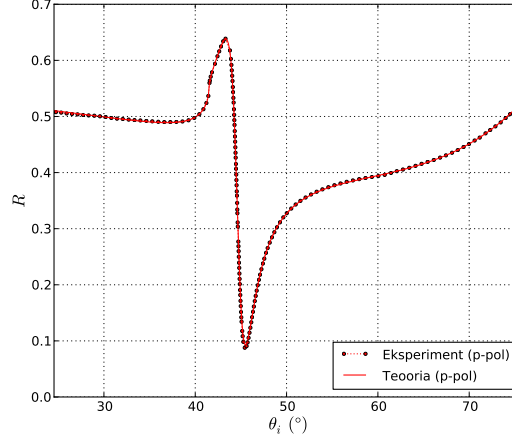
Kuna eksperimendis kasutatava prisma murdumisnäitaja polnud teada ning on vajadus kontrollida, et eksperimendiskeemi koostamisel pole tehtud vigu, siis testiti seda prisma täieliku sisepeegeldumise mõõtmisega. Tegelikult piisab ainult ühest peegelduskoefitsiendi ja nurga paarist, et määrata teadaoleva valguse polarisatsiooni korral prisma murdumisnäitaja. Seega ligi 400 eksperimendipunkti on võetud lihtsalt kontrollimise ning usaldusvärsuse määramise eesmärgil. Joonisel 31 on toodud mõõtmistulemused ning teoreetiline peegeldumiskoeffitsiendi kõver mõlema polarisatsiooni jaoks. Teoreetilised kõverad kahel lainepikkusel on koostatud kasutades prisma murdumisnäitajaks vastavalt  $n = 1,5706$  (a) ja  $n = 1,5681$  (b). Prisma murdumisnäitaja on saadud modelleerimise tulemusena, kasutades ülekandemaatriksi meetodit (teooria peatükis 2.4.2 ja programmikood lisas number 1). Jooniselt on näha, et kattuvus teooria ja eksperimendi vahel on väga hea ning koostatud eksperimendiskeem on usaldusväärne. Juhin tähelepanu, et joonisel 31 on täieliku sisepeegeldumise piirkonnas peegeldumiskoeffitsient umbes 0,9, kuigi täieliku sisepeegeldumise korral peab see olema 1,0. See efekt on tingitud peegeldumiskadudest valguse sisenemisel ning väljumisel prismast. Teoreetiliste kõverate arvutamisel on see efekt täpselt arvesse võetud kasutades Fresneli valemeid.



Joonis 31: Prisma täielik sisepeegeldumine lainepikkusel  $532\text{ nm}$  (a) ja  $593\text{ nm}$  (b).  $R$  tähistab peegelduskoefitsienti ja  $\theta$  on sama nurk, mis joonisel 28.

### 5.2 Pinnaplasmonite ergastamine

Joonisel 32 on toodud mõõdetud peegeldumiskõver koos teoreetiliste lähendustega p-polariseeritud valguse jaoks. Erinevalt prisma sisepeegeldumise graafikust on sellel graafikul nurgaks võetud prisma tagumisele tahule langemise nurk (joonis 28). Põhjuseks on kullakile alusklaasi ning prisma murdumisnäitajate erinevus. Nimelt on prisma murdumisnäitaja ligikaudu 1,57, aga kullakile alusklaasil 1,51. On selge, et seda peab modelleerimisel arvestama. Kuna immersiooniõli murdumisnäitaja 1,516 on sarnane alusklaasi murdumisnäitajaga, võib immersiooniõli kihti ja alusklaasi ühena vaadata. Kuna ülekandemaatriksi meetodil on omad probleemid paksude kihtide arvestamisel (kulla alusklaas on 1,1 mm), siis lahendusena teisendati joonisel 28 nurk  $\theta$  nurgaks  $\theta_i$ , arvestades prisma (peatükk 5.1)



Joonis 32: Pinnaplasmonite ergastamine Kretschmanni skeemiga ( $\lambda = 593 \text{ nm}$ ).

ja klaasplaadi murdumisnäitajat (peatükk 4.2). Lisaks on arvesse võetud valguse sisenemisel ning väljumisel prismasse tekkivad peegelduskaod kasutades Fresneli valemeid. Sarnaselt prisma murdumisnäitaja eksperimendile on teoreetilised kõverad arvutatud ülekandemaatriksi meetodil (lisa 1) ning parameetrid on lähendatud niiviisi, et eksperimendi ja mudeli tulemused langeksid võimalikult hästi kokku. Algparameetrid on määratud kullakile tootjapoolsest informatsioonist ning Paliku murdumisnäitaja andmetest [28]. Teoreetilise mudeli algandmed on toodud tabelis 1 koos modelleeritud parameetritega. Selline modelleerimine võimaldab määrata väga täpselt metalli parameetrid, mida on tihtilugu edaspidises analüüsis vaja [26, 36].

Keskkond	Algparameetrid			Lähendusparameetrid		
	h (nm)	n	k	h (nm)	n	k
<b>Alusklaas</b>	$\infty$	1,51		$\infty$	1,51	
<b>Titaan</b>	5,0	2,02	2,78	5,78	2,11	3,72
<b>Kuld</b>	50,0	0,26	2,97	48,75	0,28	2,86
<b>Õhk</b>	$\infty$	1,0		$\infty$	1,0	

Tabel 1: Kullakile alg- ja lähendusparameetrid. Mudel koosneb neljas planaarsest kihist, millest esimene ja viimane on lõpmatu paksusega (h) ning tähistavad vastavalt alusklaasi ja õhku. Murdumisnäitaja reaalosa on tähistatud tähega n ja imaginaarosa tähega k. Ergastava valguse lainepikkus on  $\lambda = 593 \text{ nm}$ .

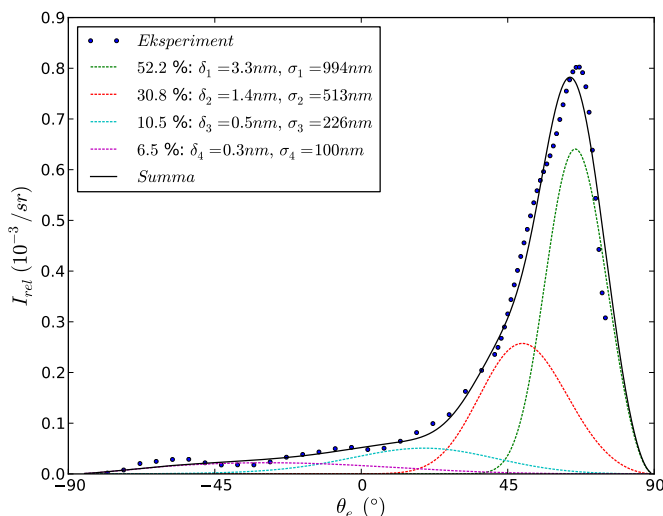
Jooniselt 32 on näha ideaalset teooria ja eksperimendi kokkulangevust. Tabelist 1 on näha, et mõõdetud kullakile kohta on saadud palju uut informatsiooni. Nimelt teooria järgi on titaanikiht  $5,78 \text{ nm}$  paksune ning kullakiht on lubatud  $50 \text{ nm}$ -le väga lähedal. Murdumisnäitajate reaalsad langevad hästi kokku Paliku andmetega [28], kuid titaanikihi imaginaarosa erineb peaaegu 35%. Kuna murdumisnäitaja imaginaarosa kirjeldab neeldumist, siis saab seda seletada täiendava neeldumisega. Nimelt ei arvesta ülekandemaatriksi meetod pinnakaredusega ning seega avaldub pinnakareduse poolt hajutamine murdumisnäitaja imaginaarosas [32]. Lisaks peab arvestama, et Paliku poolt on mõõdetud lausmaterjali murdumisnäitaja, kuid mitte õhukese kihi oma. Võrdlus kirjandusega on

raskendatud, kuna lainepikkus  $593\text{ nm}$  on vähe kasutatud. Paljudes artiklites on saadud sarnaselt Paliku mõõtmistest erinevaid tulemusi [32, 49, 50, 54, 59]. Metallide parameetrite leidmisest on täpsemalt juttu viites [26, 60].

### 5.3 Kareduse mõju pinnaplasmonitele

Enne kui asume pinnaplasmonite karakteriseerimise juurde, hindame kulla pinnakareduse mõju mõõteandmetele.

#### 5.3.1 Pinnakareduse hindamine



Joonis 33: Mõõdetud suhteline hajumise intensiivsus ruuminurka (sinised punktid) sõltuvalt nurgast  $\theta_e$  (joonis 28) koos teoreetilise lähendusega.

Joonisel 33 on toodud prisma tagumisel tahul mõõdetud ruuminurka hajunud valguse intensiivsus sõltuvalt nurgast  $\theta_e$  (joonis 28). Mõõtmistulemused on läbi jagatud ergastava valguse intensiivsusega vastavalt valemile 18. Lisaks on veendunud, et s-polariseeritud valgusega hajunud valguse intensiivsus on mitu suurusjärku nõrgem. Mõõteandmeid on analüüsitud tuginedes teooriale, mis on kirjeldatud peatükis 2.6.1 ning lisaks on kasutatud artiklites [51, 61] kasutatud väidet, et karedat pinda ei saa üldjuhul iseloomustada ainult ühe korrelatsioonitee pikkuse  $\sigma$  ja ruutkeskmise hälbe  $\delta$  paariga (peatükk 2.6.1), vaid on vaja kuni kaheksat parameetrite paari  $(\sigma_i, \delta_i)$ , et piisavalt hästi pinda iseloomustada. Eeldusel, et kareduse komponendid on sõltumatud, avaldub kogu mõju lihtsalt summana kareduse komponentide mõjust [51]. Pinnakareduse komponendid leiti kasutades peatükis 2.6.1 kirjeldatud teooriat Pythonis koostatud arvutiprogrammi abil. Tabelis 2 on iga leitud pinnakareduse komponenti iseloomustatud osakaaluga, mis näitab mitut protsenti hajunud valgusest antud komponent üksi iseloomustaks. Joonisel 33 on musta joonega tähistatud nelja komponendi summa. Nagu näha, kirjeldavad need neli komponenti hajunud valguse intensiivsuse sõltumist väga hästi.

Osakaal (%)	Kareduse ruutkeskmine $\delta$ (nm)	Korrelatsioonitee pikkus $\sigma$ (nm)
52,2	3,3	994
30,8	1,4	513
10,5	0,5	226
6,5	0,3	100

Tabel 2: Pinnakareduse komponendid.

Tulemuste võrdlemiseks mõõdeti sama kullakile pinnastruktuur ära aatomjõumikroskoobiga (AFM). Tulemusi töödeldi arvutiprogrammiga Gwyddion (<http://www.gwyddion.net>), mis võimaldas määrata aatomjõu mikroskoobi väljundist parameetrid  $\sigma$  ja  $\delta$  Gaussi jaotuse lähendamise teel sarnaselt artiklile [55]. AFM mõõtmistest selgus, et kulla pinnal on palju mikrokrime, mis on suure tõenäosusega tekkinud pärast kullakile valmistamist. See seletab ka suurt mõõdetud karedust  $\delta = 3,5 \text{ nm}$ . Lisakaredus muudab hajunud valguse tugevamaks ja selle mõõtmise lihtsamaks, seega sai eksperimenti jätkatud sama kullakilega. Korrelatsioonitee pikkuseks pakkus AFM aga kaks korda suuremat väärtust  $\sigma = 2 \mu\text{m}$ . Sarnase tulemuseni jõuti ka viites [51].

### 5.3.2 Pinnakareduse mõju elimineerimine

Peatükis 5.2 saadud süsteemi parameetrid arvestavad ka pinnakareduse mõjust tingitud efektidega ja seega ei pruugi need vastata tegelikkusele, on näivad. Kuna peatükis 5.3.1 on määratud pinnakaredus, siis on võimalik selle mõju elimineerida ja leida tegelikud parameetrid. Peatükis 2.6 on kirjeldatud pinnakareduse mõju peegeldumiskõverale, mille järgi peatükis 5.2 määrati süsteemi parameetrid. Nimelt muudab pinnakaredus pinnaplasmonite dispersiooniseost (peatükk 2.6.2).

Esimeseks sammuks pinnakareduse mõju elimineerimiseks on leida näiv pinnaplasmonite lainearv  $\beta_{näiv}$ , mis sisaldab endas ka pinnakareduse mõju. Selleks tuleb leida katses kasutatud struktuuri pinnaplasmonite dispersiooniseos kasutades valemit 17. Süsteemi parameetriteks tuleb kasutada tabelis 1 leitud näivaid parameetreid. Kasutades Pythonis koostatud programmi (lisa 2) ning tuginedes teooriale (peatükk 2.5) leiti  $\beta_{näiv}$  väärtus, mis on toodud tabelis 3.

Edasine töö seisneb tegelike parameetrite optimeerimises. Nimelt peab kehtima võrrand

$$\beta_{näiv} = \beta_{kareduseta}(\text{tegelik}) + \Delta k_r(\text{tegelik}), \quad (20)$$

kus  $\beta_{kareduseta}$  kirjeldab pinnaplasmonite lainearvu ilma kareduseta, loomulikult on see tegelike parameetrite funktsioon ning arvutatakse sarnaselt  $\beta_{näiv}$ -le.  $\Delta k_r$  kirjeldab pinnaplasmonite lainearvu muutumist kareduse toimetel (teooria ja arvutusvalem on toodud peatükis 2.6.2, arvutusprogramm lisa 3), mis on ka tegelike parameetrite funktsioon. Optimeerides süsteemi parameetreid, leiti tegelikud parameetrid, nii et valem 20 kehtiks. Sellised süsteemi parameetrid, kust pinnakareduse mõju on elimineeritud, on toodud tabelis 4. Pinnaplasmonite lainearv ilma kareduseta  $\beta_{kareduseta}$  ja pinnakareduse mõju  $\Delta k_r$  on toodud tabelis 3.

Joonisel 34 on toodud teoreetiline peegeldumiskõver koos ja ilma pinnakareduseta. Nagu näha, on antud katseskeemi puhul kareduse roll väga väike, kuid siiski märgatav võrreldes seadme täp-



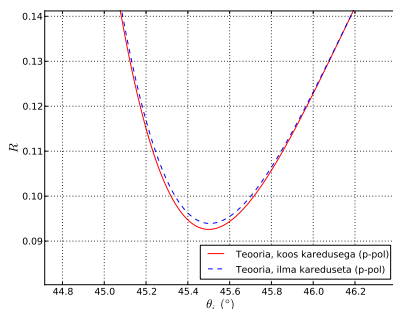
Pinnaplasmonite lainearv	Reaalosa ( $m^{-1}$ )	Imaginaarosa ( $m^{-1}$ )
Näiv lainearv ( $\beta_{n\u00e4iv}$ )	11365564	115543
Kareduse m\u00f5ju ( $\Delta k_r$ )	29	1574
Tegelik lainearv ( $\beta_{kareduseta}$ )	11365535	113969

Tabel 3: Pinnaplasmonite lainearvud.

Keskcond	N\u00e4ivad parameetrid			Tegelikud parameetrid		
	h (nm)	n	k	h (nm)	n	k
<b>Titaan</b>	5,78	2,1147	3,7208	5,78	2,1147	3,7208
<b>Kuld</b>	48,75	0,2792	2,856	48,75	0,2816	2,855

Tabel 4: Tabelis 1 toodud n\u00e4ivad parameetrid koos tegelike parameetritega.

susega  $0,0013^\circ$ . N\u00e4ivad ja tegelikud parameetrid on hoolimata sellest sisuliselt v\u00f6rdsed. Sarnane tulemus on saadud artiklis [54]. See ei t\u00e4henda aga, et iga katseskeemi korral on pinnakareduse m\u00f5ju peegeldumisk\u00f6verale t\u00fchiselt v\u00e4ike. N\u00e4iteks viites [55] on kasutatud samuti valemit 19 kareduse efekti eemaldamiseks ning nende katseskeemis m\u00e4ngis see m\u00e4rgatavat rolli.



Joonis 34: Teoreetilised peegeldumisk\u00f6verad n\u00e4ivate ja tegelike parameetritega.

## 5.4 Pinnaplasmonite iseloomustamine

Oleme teada saanud ergastatud plasmonite kohta selle lainearvu imaginaar- ja reaalosa (kasutades keerulise struktuuri dispersiooniseost 17). Samuti oleme saanud usaldusv\u00e4arse informatsiooni pinnaplasmonite leviku keskkonna kirjeldamiseks (kasutades \u00fclekandemaatriksi meetodit). Lisaks oleme hinnanud pinnakareduse m\u00f5ju antud katses.

Teatavasti on pinnaplasmonitega seotud kolm ruumilist suurust: leviku kaugus ning l\u00e4hiv\u00e4lja ulatus dielektrikusse ja metalli. Kasutades valemeid 9 ja 10, on v\u00f6imalik leida levikukauguseks  $4,3 \mu m$ , l\u00e4hiv\u00e4lja kauguseks dielektrikus (\u00f5hus)  $242 nm$  ja metallis  $31 nm$ .

Pinnaplasmonite ergastamise efektiivsuseks on peaaegu 90%, see t\u00e4hendab, et resonantsnurga juures peegeldub 10% pealelangenud valgusest. Valemite 15 ja 16 abil saab leida pinnaplasmonite tagasikiirgumise ning sisemise neeldumise v\u00e4\u00e4rtused  $\Gamma_{rad} = 1,3 \cdot 10^6 m^{-1}$  ja  $\Gamma_i = 1,5 \cdot 10^6 m^{-1}$ .

## 6 Kokkuvõte ja järeldused

### 6.1 Kokkuvõte

Käesolevas töös anti teoreetiline ülevaade pinnaplasmonite dispersiooniseosest, suurusest ning ergastusviisidest. Käsitleti nii kahe keskkonna dispersiooniseost (peatükk 2.1), kui ka keerulise struktuuri oma (peatükk 2.5), mis arvutatakse numbriliselt. Paljudest ergastusviisidest vaadeldi detailsemalt kahte: Otto ja Kretschmanni skeemi, millest viimast kasutati ka töö eksperimentaalses osas. Katseandmete analüüsimiseks tutvustati universaalset ülekandemaatriksi meetodit (peatükk 2.4.2), millega on võimalik leida lihtsa vaevaga ükskõik missuguse planaarse struktuuri peegeldumis- ja läbimiskoeffitsient. Lisaks tutvustati mõõdetud peegeldumiskõvera füüsikalist sisu (peatükk 2.4.1). Täpsemaks analüüsiks arutati pinnakareduse mõju pinnaplasmonitele (peatükk 2.6.2) ning meetodit selle määramiseks (peatükk 2.6.1).

Enne eksperimentaalse osa kirjeldamist anti minimaalne ülevaade töö raames disainitud ja ehitatud kaheteljelisest goniomeetrist. Tutvustati mõõteseadme vajadust, ehitust, juhtloogikat ja kasutajaliidest.

Töö eksperimentaalne osa koosnes kolmekihilise (alusklaas, titaan ja kuld) struktuuri optilises uurimises ning pinnaplasmonite ergastamises ja karakteriseerimises vastvalminud seadmega. Pinnaplasmonite ergastamiseks kasutati Kretschmanni skeemi ning mõõtmisandmete analüüsiks ülekandemaatriksi meetodit. Kuna ükski pind pole ideaalselt sile, siis uuriti võimalust määrata Kretschmanni skeemiga pinnakaredust ning hinnata selle mõju mõõtmistulemustele. Töös uuriti uudset kullakile koos õhukese titaanikihiga.

Töö käigus valmis ülekandemaatriksi meetodi, hajunud valguse analüüsi (peatükk 2.6.1) ja keerulise struktuuri dispersiooniseose programmeerimiskeele Pythoni universaalsed moodulid, mida on võimalik kasutada edaspidistes katsetes (toodud lisades 1-3).

Töö tulemusi tutvustati Tartu ülikooli Füüsika instituudi üliõpilastööde konkursil, kus käesolev bakalaureusetöö tunnistati I koha vääriliseks.

### 6.2 Järeldused

Koostatud töö näitab, et ehitatud kaheteljeline goniomeeter on ennast igati õigustanud. Käesolevas töös kasutati seadet alustades prisma murdumisnäitaja määramisest kuni pinnakareduse hindamiseni. Eksperiment näitas, et kasutatud kullakile on võimalik kasutada pinnaplasmonite ergastamiseks ning töös kasutatud meetod kullakile parameetrite hindamiseks andis hea koostõla eelnevate tööde ning tootjapoolsete andmetega. Töös kasutatud lainepikkus  $593\text{ nm}$  andis pinnaplasmonite ergastamise efektiivsuseks 90%. Parema tulemuse saamiseks tuleks kasutada suurema lainepikkusega laserit.

Uuritud tüüpi kullakilesid saab kasutada pinnaplasmonitega sidestatud kiirguse uurimiseks [16, 15, 62], millega on ka juba alustatud. Lisaks saab seda kasutada nii tundliku bioandurina [6] kui ka õhukeste dielektrike kihtide parameetrite täpsel määramisel [14].

Pinnakareduse poolt põhjustatud hajunud valguse uurimine näitas, et on võimalik määrata ruutkeskmist pinnakaredust ning selle kattuvus aatomjõumikroskoobi tulemustega on hea. Täiendav

pinnakaredusse analüüs näitas, et antud kullakile puhul ja konkreetse katseskeemi tingimustes pole vaja karedusega arvestada, kuna see mõjutab mõõtmistulemusi väga vähe.

### **6.3 Tänuavaldused**

Autor soovib tänada oma juhendajaid Siim Pikkril ja Leonid Dolgovi, kelle juhendamisel ning abil antud töö valmis. Samuti soovib avaldada tänu laborijuhatajale Ilmo Sildosele ning Valter Kiiskile, kes olid alati valmis aitama nii nõu kui jõuga ning lubasid kasutada mõõteseadmeid ja laborit. Suur tänu läheb ka Meeri Lembinenile, kes aitas läbi viia aatomjõumikroskoobiga pinnastruktuuri mõõtmised. Tänan abi eest tippkeskust „Mesosüsteemid - teooria ja rakendused“.

## 7 Summary in English

by Ardi Loot

### Characterizing surface plasmons and thin gold film by Kretschmann configuration

The surface plasmon wave (SPW) is a wave of electron density confined at the interface between a dielectric and a metal. Because of SPW subwavelength dimensions, high sensitivity and field enhancement properties surface plasmons (SP) are being explored for their potential in subwavelength and nonlinear optics, microscopy and bio-sensing. It is impossible to induce surface plasmon waves by light striking the smooth metal surface, because the phase velocity of SPW is smaller than velocity of light in vacuum. Therefore some phase-matching scheme must be used. Most common techniques are prism (Kretschmann and Otto scheme) and grating coupling. Usually SP excitation manifests itself as a minimum in the reflected light intensity, therefore precise detection of reflectivity curve is needed.

The main goal of this thesis is to design and build automatized setup for plasmonic measurements based on prism coupling technique. The setup design, calibration, control logic, benefits and disadvantages are discussed in detail. The setup can be used to investigate thin film properties, surface plasmon coupled emission (SPCE), surface plasmon amplification by stimulated emission of radiation (SPASER), enhancement of non-linear processes and other non-plasmonic effects.

First of all, the device is used to determine the refractive index of the prism used in our experiment by total internal reflection. Then gold film (about 50 nm thick, Titanium adhesion layer) from Phasis is attached on the prism using immersion oil from Olympus. Helium-Neon 3 mW laser with wavelength 593 nm was used to excite surface plasmons by Kretschmann configuration. The reflected light intensity was measured with Thorlabs PM100 optical power meter. Experimental reflectivity curve was fitted against theory using Transfer-Matrix method. Thickness and complex refractive index of films were obtained. The Titanium adhesion layer thickness is 5.78 nm and the refractive index  $2.11 + 3.72i$ . Same parameters for the gold layer are 48.75 nm and  $0.28 + 2.86i$ . The results were compared against refractive index measurements conducted by Palik and good agreement was found.

As real surfaces cannot be perfectly smooth, the influence of surface roughness on the plasmon resonance conditions was studied. Roughness parameters were extracted from the data about light, which was scattered on the surface inhomogeneities and coupled with SPW. The results were compared with the direct measurement of surface profile with atomic force microscope. Root mean square roughness around 3.4 nm was obtained with both methods. Physical models, which allow specify dispersion ratios of Ti and Au taking into account the surface roughness were proposed and experimentally tested. It was revealed that Transfer-Matrix method can be applied with confidence both for flat surfaces and for the surfaces with roughness 3-5 nm without essential modifications.

In conclusion, automatized setup for plasmonic measurements has proven to be very useful tool. The device can be used to study simple total internal reflection up to very complex plasmonic experiments. In current work, gold film and surface plasmons were successfully characterized and optical effects concerned with light-plasmons interactions on flat metal substrates and surfaces with small roughness were investigated.

## 8 Viited

- [1] R. W. Wood. On a remarkable case of uneven distribution of light in a diffraction grating spectrum. *Philosophical Magazine Series 6*, 4(21):396–402, 1902.
- [2] T. Turbadar. Complete absorption of light by thin metal films. *Proc. Phys. Soc.*, 73:40–44, 1959.
- [3] A.Ötto. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by method of frustrated total reflection. *Zeitschrift Fur Physik*, (216(4):398-410), 1968.
- [4] H. Raether E. Kretschmann. Radiative decay of non radiative syrface plasmons excited by light. *Zeitschrift Fur Naturforschung Part a-Astrophysik Physik Und Physikalische Chemie*, (A 23(12):2135-2136), 1968.
- [5] S. Ernst J. G. Gordon. Surface plasmons as a probe of the electrochemical interface. *Surface Science*, 101(1-3):499–506, 1980.
- [6] J. Homola. *Surface Plasmon Resonance Based Sensors.*, volume 4. Springer, 2006.
- [7] Prashant V Kamat. Meeting the Clean Energy Demand : Nanostructure Architectures for Solar Energy. *J. Phys. Chem. C*, 111:2834–2860, 2007.
- [8] WL Barnes, Alain Dereux, and TW Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. *Nature*, 424(August):824–831, 2003.
- [9] Svetlana V Boriskina and Björn M Reinhard. Molding the flow of light on the nanoscale: from vortex nanogears to phase-operated plasmonic machinery. *Nanoscale*, 4(1):76–90, January 2012.
- [10] Mark I. Stockman. Spasers explained. *Nature Photonics*, 2(6):327–329, June 2008.
- [11] Kwang-Hyon Kim, Anton Husakou, and Joachim Herrmann. Theory of plasmonic femtosecond pulse generation by mode-locking of long-range surface plasmon polariton lasers. *Optics express*, 20(1):462–73, January 2012.
- [12] Pierre Berini and De Leon. Surface plasmon-polariton amplifiers and lasers. *Nature Photonics*, (DeceMber):1–9, 2011.
- [13] Stefano Palomba, Shuang Zhang, Yongshik Park, Guy Bartal, Xiaobo Yin, and Xiang Zhang. Optical negative refraction by four-wave mixing in thin metallic nanostructures. *Nature materials*, 11(1):34–8, January 2012.
- [14] S. Herminghaus and P. Leiderer. Improved attenuated total reflectance technique for the investigation of dielectric surfaces. *Applied Physics Letters*, 54(2):99, 1989.
- [15] J Lakowicz. Radiative decay engineering 3. Surface plasmon-coupled directional emission. *Analytical Biochemistry*, 324(2):153–169, January 2004.

- [16] Ignacy Gryczynski, Joanna Malicka, Wen Jiang, Hans Fischer, Warren C W Chan, Zygmunt Gryczynski, Wojciech Grudzinski, and Joseph R Lakowicz. Surface-Plasmon-Coupled Emission of Quantum Dots. *J. Phys. Chem. B*, 2005(109):1088–1093, 2004.
- [17] D G Zhang, X-C Yuan, G H Yuan, P Wang, and H Ming. Directional fluorescence emission characterized with leakage radiation microscopy. *Journal of Optics*, 12(3):035002, March 2010.
- [18] M. a. Noginov, V. a. Podolskiy, G.Žhu, M. Mayy, M. Bahoura, J. a. Adegoke, B. a. Ritzo, and K. Reynolds. Compensation of loss in propagating surface plasmon polariton by gain in adjacent dielectric medium. *Optics Express*, 16(2):1385, 2008.
- [19] M a Noginov, GŽhu, a M Belgrave, R Bakker, V M Shalaev, E E Narimanov, SŠtout, E Herz, TŠuteewong, and U Wiesner. Demonstration of a spaser-based nanolaser. *Nature*, 460(7259):1110–2, August 2009.
- [20] Stoyan C. Russev, Gichka G. Tsutsumanova, and Atanas N. Tzonev. Conditions for Loss Compensation of Surface Plasmon Polaritons Propagation on a Metal/Gain Medium Boundary. *Plasmonics*, September 2011.
- [21] R T Deck and Dror Sarid. Enhancement of second-harmonic generation by coupling to long-range surface plasmons. *J. Opt. Soc. Am.*, 72(12):1613–1617, 1982.
- [22] Nicolai Grosse, Jan Heckmann, and Ulrike Woggon. Nonlinear Plasmon-Photon Interaction Resolved by k-Space Spectroscopy. *Physical Review Letters*, 108(13):1–5, March 2012.
- [23] R. H. Ritchie. Plasma losses by fast electrons in thin films. *Phys. Rev.*, 106:874–881, Jun 1957.
- [24] Stefan A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications*. Springer, 1 edition, May 2007.
- [25] Viktor Myroshnychenko, Jessica Rodríguez-Fernández, Isabel Pastoriza-Santos, Alison M Funston, Carolina Novo, Paul Mulvaney, Luis M Liz-Marzán, and F Javier García de Abajo. Modelling the optical response of gold nanoparticles. *Chemical Society reviews*, 37(9):1792–805, September 2008.
- [26] Heins Raether. *Surface plasmons on smooth and rough surfaces and on gratings*. Springer-Verlag, 1986.
- [27] P. Drude. Zur Elektronentheorie der Metalle; II. Teil. Galvanomagnetische und thermomagnetische Effecte. *Annalen der Physik*, 308:369–402, 1900.
- [28] Edward D. Palik. *Handbook of Optical Constants of Solids*, volume 1. Academic Press, 1985.
- [29] William L Barnes. Surface plasmon-polariton length scales: a route to sub-wavelength optics. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 8(4):S87–S93, April 2006.
- [30] T Inagaki, K Kagami, and E T Arakawa. Photoacoustic study of surface plasmons in metals. *Applied optics*, 21(5):949–54, March 1982.

- [31] Benno Rothenhausler, Jurgen Raberg Rabe, Peter Korpiun, and Wolfgang Knoll. On the decay of plasmon surface polaritons at smooth and rough ag-air interfaces: A reflectance and photo-acoustic study. *Surface Science*, 137(1):373 – 383, 1984.
- [32] J.P.K Peltonen J.W.Šadowski, I.K.J. Korhonen. Characterization of thin films and their structures in surface plasmon resonance measurements. *Optical Engineering*, (34(9), 2581-2586), 1995.
- [33] E.Wolf M. Born. *Principles of optics: electromagnetic theory of propagation*. Cambridge University Press, 1999.
- [34] Michal Trnavsky. *Surface plasmon-coupled emission for applications in biomedical diagnostics*. PhD thesis, Dublin City University, 2009.
- [35] B. Hecht L. Novotny. *Principles of Nano-Optics*. Cambridge University Press, 2006.
- [36] E. Kretschmann. The determination of the optical constants of metals by excitation of surface plasmons. *Z. Phys*, 241:313–324, 1971.
- [37] E. Hecht. *Optics*. Addison Wesley, 2003.
- [38] F. Abeles. La theorie generale des couches minces. *Le Journal de Physique et le Radium*, 11:307–310, 1950.
- [39] Ian Chilwell, John Hodgkinson. Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides. *JOSA A*, 1:742–753, 1984.
- [40] C. a. Ward. Multimedia dispersion relation for surface electromagnetic waves. *The Journal of Chemical Physics*, 62(5):1674, 1975.
- [41] E. Kretschmann. Thin films. *Opt. Comm*, 10:356, 1974.
- [42] E. Fontana and R. H. Pantell. Characterization of multilayer rough rurfaces by use of surface=plasmon spectroscopy. 37(7), 1988.
- [43] Matthew E Stewart, Christopher R Anderton, Lucas B Thompson, Joana Maria, Stephen K Gray, John a Rogers, and Ralph G Nuzzo. Nanostructured plasmonic sensors. *Chemical reviews*, 108(2):494–521, February 2008.
- [44] P. Dawson, B. Puygranier, and J-P. Goudonnet. Surface plasmon polariton propagation length: A direct comparison using photon scanning tunneling microscopy and attenuated total reflection. *Physical Review B*, 63(20):1–10, April 2001.
- [45] O V Rengevych, Yu M Shirshov, Yu V Ushenin, and A G Beketov. Separate determination of thickness and optical parameters by surface plasmon resonance : accuracy consideration. pages 28–35, 1999.

- [46] Alexandre a. Kolomenskii, Paul D. Gershon, and Hans a. Schuessler. Surface-Plasmon Resonance Spectrometry and Characterization of Absorbing Liquids. *Applied Optics*, 39(19):3314, July 2000.
- [47] Helene E. de Bruijn, BertŠ.F. Altenburg, Rob P.H. Kooyman, and Jan Greve. Determination of thickness and dielectric constant of thin transparent dielectric layers using surface plasmon resonance. *Optics Communications*, 82(5-6):425–432, May 1991.
- [48] Eduardo Fontana, R H Pantell, and Samuel Strober. Surface plasmon immunoassay. 29(31), 1990.
- [49] R A Innes and J R Sambles. Optical characterisation of gold using surface plasmon-polaritons. 277, 1987.
- [50] W H Weber and S L McCarthy. Surface-plasmon resonance as a sensitive optical probe of metal-film properties. *Physical Review B*, 12(12):5643–5650, 1975.
- [51] A Hoffmann, Z Lenkefi, and ZŠzentirmay. Effect of roughness on surface plasmon scattering in gold films. 5503, 1998.
- [52] Z. Liu, D. Xi, D. Pile, Q. Luo, N. Fang, and X.Žhang. Enhanced backward scattering by surface plasmons on silver film. *Applied Physics A*, 87(2):157–160, January 2007.
- [53] Y.-P. Zhao, Irene Wu, C.-F. Cheng, Ueyn Block, G.-C. Wang, and T.-M. Lu. Characterization of random rough surfaces by in-plane light scattering. *Journal of Applied Physics*, 84(5):2571, 1998.
- [54] Cheng-chung Lee and Yi-jun Jen. Influence of surface roughness on the calculation of optical constants of a metallic film by attenuated total reflection. 38(28), 1999.
- [55] Andrei Kolomenski, Alexandre Kolomenskii, John Noel, Siying Peng, and Hans Schuessler. Propagation length of surface plasmons in a metal film with roughness. 48(30):5683–5691, 2009.
- [56] Eduardo Fontana. Analysis of Optical Surfaces by Means of Surface Plasmon Spectroscopy. pages 1–6, 1995.
- [57] J C Hoogvliet and W P Van Bennekom. Gold thin-film electrodes : an EQCM study of the influence of chromium and titanium adhesion layers on the response. 47:599–611, 2001.
- [58] Natalie Horn and Maximilian Kreiter. Plasmon Spectroscopy: Methods, Pitfalls and How to Avoid Them. *Plasmonics*, 5(4):331–345, June 2010.
- [59] L Lopez-Rios and G Vuye. In situ investigation of metallic surfaces by surface plasmon ATR spectroscopy , electrical resistance measurements and Auger spectroscopy electrical resistance measurements and Auger spectroscopy. *J. Phys. E: Sci. Instrum*, 15, 1982.



- [60] W P Chen and J M Chen. Use of surface plasma waves for determination of the thickness and optical constants of thin metallic films. 71(2):189–191, 1981.
- [61] M. Fukui Y. Naoi. Evaluation of surface roughness parameters of metal films by light scattering technique. *J. Phys. Soc. Jpn.*, 58:4511–4516, 1989.
- [62] I Gryczynski. Radiative decay engineering 4. Experimental studies of surface plasmon-coupled directional emission. *Analytical Biochemistry*, 324(2):170–182, January 2004.

# Lisa 1

Pythoni moodul ülekanemaatriks meetodil peegeldumis- ja läbimiskoeffitsientide leidmiseks.

```
1 import numpy as np
2 from cmath import *
3 import Prism
4 import scipy.optimize
5 from Prism import Polarization
6 import pylab as plotter
7
8 # Abifunktsioon eksperimendiandmete lugemiseks
9 def ReadDataPoints(filename):
10     fin = open(filename, "r")
11     angles = []
12     values = []
13     while True:
14         line = fin.readline()
15         if line == "":
16             break
17         line = line.strip()
18         if line == "":
19             continue
20         angle, value = [float(v) for v in line.split()]
21         angles.append(angle)
22         values.append(value)
23     fin.close()
24     return [np.radians(angles), values]
25
26 # Kihi abiklass
27 class Layer:
28     def __init__(self, tmm, thickness, refractiveIndex):
29         self.tmm = tmm
30         self.thickness = thickness # Thickness of layer
31         self.refractiveIndex = refractiveIndex # Complex refractive index of layer
32
33     def __str__(self):
34         return "H = " + str(self.thickness*1e9) + \
35             "nm, n = " + str(self.refractiveIndex)
36
37 # Transfer-matrix meetodi klass
38 class TMM:
```

```

39     def __init__(self, intialGeo, finalN, wavelength, scale=1.0):
40         self.intialGeo = intialGeo
41         self.finalN = finalN
42         self.wavelength = complex(wavelength)
43         self.layers = []
44         self.layers.append(None)
45         self.scale = scale
46         self.eAngles = None
47         self.eValues = None
48         self.offset = 0.0
49
50
51     def AddLayer(self, thickness, refractiveIndex):
52         self.layers.append(Layer(self, thickness, refractiveIndex))
53
54
55     """
56     __Calc funktsioonis toimub pohiarvutus vastavalt TMM valemitele.
57     Sisendiks on valguse langemisnurk ja polarisatsioon. Tagastab
58     peegeldumis- ja l2bimiskoefitsiendi
59     """
60     def __Calc(self, psi, polarization):
61         angle = complex(self.intialGeo.GetIncidentAngle(psi + self.offset))
62         refCoef = self.intialGeo.GetRefCoef(psi, polarization)
63
64         intialN = self.intialGeo.refractiveIndex
65         a2 = (intialN * sin(angle)) * (intialN * sin(angle))
66         eI = intialN * cos(angle)
67         eF = sqrt(pow(self.finalN, 2.0) - a2)
68
69         pI = eI
70         pF = eF
71         if polarization == Polarization.P:
72             pI /= pow(intialN, 2.0)
73             pF /= pow(self.finalN, 2.0)
74
75         TT = np.matrix([(1.0, 0), (0, 1.0)], dtype=complex)
76         for layer in self.layers[1:]:
77             h, n = layer.thickness, layer.refractiveIndex
78             e = sqrt(n * n - a2)

```

```

79         p = e
80         if polarization == Polarization.P:
81             p /= n * n
82
83         b = 2.0 * pi * e * h / self.wavelength
84         M = np.zeros((2, 2), dtype=complex)
85
86         M[0, 0] = cos(b)
87         M[0, 1] = -1j * sin(b) / p
88         M[1, 0] = -1j * sin(b) * p
89         M[1, 1] = cos(b)
90         TT *= M
91
92         r = (TT[0, 0] + TT[0, 1] * pF) * pI - (TT[1, 0] + TT[1, 1]* pF)
93         r /= (TT[0, 0] + TT[0, 1] * pF) * pI + (TT[1, 0] + TT[1, 1]* pF)
94         R = refCoef * abs(r)**2.0
95
96         t = 2.0 * pF + 0j
97         t /= (TT[0, 0] + TT[0, 1] * pF) * pF + (TT[1, 0] + TT[1, 1] * pF)
98         T = refCoef * (pF / pI) * abs(t + 0j)**2.0
99
100        return [self.scale * R.real, self.scale * T.real, r, t]
101
102        """
103        Parameetriteks kas langemisnurk v8i list langemisnurkadest ja polarisatsioon.
104        Tagastab vastavalt lihtsalt peegeldumis- ja l2bimiskoeffitsiendi v8i
105        listi neist.
106        """
107        def GetRT(self, angles, polarization = Polarization.P):
108            try:
109                tmp = [self.__Calc(a, polarization) for a in angles]
110                res = zip(*tmp)
111            except TypeError:
112                res = self.__Calc(angles, polarization)
113            return res
114
115        # Sarnane funktsioon nagu GetRT, tagastab ainult peegeldumiskoeffitsiendi
116        def GetR(self, angles, polarization = Polarization.P):
117            return self.GetRT(angles, polarization)[0]
118

```

```

119 # Sarnane funktsioon nagu GetRT, tagastab ainult l2bimiskoefitsiendi
120 def GetT(self, angles, polarization = Polarization.P):
121     return self.GetRT(angles, polarization)[1]
122
123 def GetTCoef(self, angles, polarization = Polarization.P):
124     return self.GetRT(angles, polarization)[3]
125
126
127 def __str__(self):
128     res = ""
129     res += "Wavelength " + str(self.wavelength.real*1e9) + "nm\n"
130     res += "Scale " + str(self.scale) + "\n"
131     res += "Offset " + str(np.degrees(self.offset)) + "\n"
132     res += "Layer 0: " + str(self.intialGeo)
133     count = 1
134     for layer in self.layers[1:]:
135         res += "Layer " + str(count) + ": " + str(layer) + "\n"
136         count += 1
137     res += "Layer " + str(count) + ": " + str(self.finalN.real)
138     return res
139
140 # Fittimise abifunktsioon
141 def __GetFitParams(self):
142     res = []
143     if self.fitScale:
144         res.append(self.scale)
145
146     if self.fitPrismN:
147         res.append(self.intialGeo.prismN)
148
149
150     if self.fitOffset:
151         res.append(self.offset)
152
153     if self.fitWaveLength:
154         res.append(complex(self.wavelength).real)
155
156     for layerId in self.fitRealN:
157         if layerId == -1:
158             res.append(self.intialGeo.prismN)

```

```

159         elif layerId == 0:
160             res.append(self.intialGeo.refractiveIndex.real)
161         elif layerId == len(self.layers):
162             res.append(self.finalN.real)
163         else:
164             res.append(self.layers[layerId].refractiveIndex.real)
165
166     for layerId in self.fitImagN:
167         if layerId == 0:
168             res.append(self.intialGeo.refractiveIndex.imag)
169         elif layerId == len(self.layers):
170             res.append(self.finalN.imag)
171         else:
172             res.append(self.layers[layerId].refractiveIndex.imag)
173
174     for layerId in self.fitH:
175         res.append(self.layers[layerId].thickness)
176     return np.array(res)
177
178     # Fittimise abifunktsioon
179     def __SetFitParams(self, params):
180         index = 0
181         if self.fitScale:
182             self.scale = params[index]
183             index += 1
184
185         if self.fitPrismN:
186             self.intialGeo.prismN = params[index]
187             index += 1
188
189
190         if self.fitOffset:
191             self.offset = params[index]
192             index += 1
193
194         if self.fitWaveLength:
195             self.wavelength = params[index]
196             index += 1
197
198     for layerId in self.fitRealN:

```

```

199         if layerId == -1:
200             self.intialGeo.prismN = max(1.0, params[index])
201         elif layerId == 0:
202             self.intialGeo.refractiveIndex = params[index]
203         elif layerId == len(self.layers):
204             self.finalN = complex(params[index], self.finalN.imag)
205         else:
206             newN = complex(params[index], self.layers[layerId].refractiveIndex.imag)
207             self.layers[layerId].refractiveIndex = newN
208         index += 1
209
210     for layerId in self.fitImagN:
211         if layerId == 0:
212             raise Exception("Fist layer must be non-absorptive.")
213         elif layerId == len(self.layers):
214             self.finalN = complex(self.finalN.real, params[index])
215         else:
216             newN = complex(self.layers[layerId].refractiveIndex.real, params[index])
217             self.layers[layerId].refractiveIndex = newN
218         index += 1
219
220     for layerId in self.fitH:
221         self.layers[layerId].thickness = params[index]
222         index += 1
223
224     def __FitFunction(self, angles, *params):
225         self.__SetFitParams(params)
226         if self.fitTransmit:
227             return np.array(self.GetT(angles, self.fitPolarization))
228         else:
229             return np.array(self.GetR(angles, self.fitPolarization))
230
231     def __ErrorFunction(self, params):
232         self.__SetFitParams(params)
233         return self.FitGoodness()
234
235
236     def FitGoodness(self):
237         if self.eAngles == None:
238             raise Exception("Fit parameters not set.")

```

```

239
240     vIndex = 0 if not self.fitTransmit else 1
241     res = 0.0
242     for angle, experiment in zip(self.eAngles, self.eValues):
243         theoretical = self.GetRT(angle, self.fitPolarization)[vIndex]
244         res += (experiment - theoretical)**2.0
245
246     return res
247
248     def SetFitParams(self, eAngles, eValues, \
249                     polarization=Polarization.P, fitTransmit=False):
250         self.eAngles = eAngles
251         self.eValues = eValues
252         self.fitPolarization = polarization
253         self.fitTransmit = fitTransmit
254
255         """
256         Kasutab scipy curve_fit funktsiooni, et l2hendada ekperimenti ja teooriat.
257         eAngles ja eValues on vastavalt eksperimendiandmed.
258         Tagastab fittingu nn headuse.
259         """
260     def Fit(self, **kwargs):
261         if self.eAngles == None:
262             raise Exception("Fit parameters not set.")
263
264         self.fitScale = kwargs.pop('scale', False)
265         self.fitOffset = kwargs.pop('offset', False)
266         self.fitPrismN = kwargs.pop('prismN', False)
267         self.fitWaveLength = kwargs.pop('fitWaveLength', False)
268         self.fitRealN = kwargs.pop('fitRealN', [])
269         self.fitImagN = kwargs.pop('fitImagN', [])
270         self.fitH = kwargs.pop('fitH', [])
271
272         for k, v in kwargs.iteritems():
273             raise Exception("Unkonwn kwarg: %s=%s" % (str(k), str(v)))
274
275         intial = self.__GetFitParams()
276         popt, _ = scipy.optimize.curve_fit(self.__FitFunction, self.eAngles, \
277                                           self.eValues, intial)
278         self.__SetFitParams(popt)

```



```

279         return self.FitGoodness()
280
281 if __name__ == "__main__":
282     # N2ide kasutamiseks
283     tmm = TMM(Prism.TriangularPrism(1.57), 1.0, 532e-9)
284     tmm.AddLayer(50e-9, 0.126 + 3j)
285
286     angles = np.radians(np.arange(10.0, 80.0, 0.1))
287     reflection = tmm.GetR(angles, Polarization.P)
288
289     plotter.plot(angles, reflection)
290     plotter.show()

```

Ülekandemaatriksi abiklassid:

```

1 import math
2 import cmath
3
4 # Polarisatsiooni abiklass
5 class Polarization:
6     P = 0 # S-polarization
7     S = 1 # P-polarization
8
9 # Allolevad klassid on TMM klaassi abiklassid
10 # M22ravad 2ra esimese kihi omadused
11
12 # Ilma prismata konfiguratsioon
13 class NoPrism:
14     def __init__(self, refractiveIndex):
15         self.refractiveIndex = refractiveIndex
16
17     def GetIncidentAngle(self, psi):
18         return psi
19
20     def __str__(self):
21         return "No prism, n = " + str(self.refractiveIndex) + "\n"
22
23     def GetRefCoef(self, psi, polarization):
24         return 1.0
25
26 # Poolsf22riline prisma

```

```

27 class HemiSpherePrism:
28     def __init__(self, refractiveIndex):
29         self.refractiveIndex = refractiveIndex
30
31     def GetIncidentAngle(self, psi):
32         return psi
33
34     def __str__(self):
35         return "Hemisphere Prism, n = " + str(self.refractiveIndex) + "\n"
36
37     def GetRefCoef(self, psi, polarization):
38         return 1.0
39
40 # Suvalise murdva nurgaga kolmnurkne prisma
41 class TriangularPrism:
42     def __init__(self, refractiveIndex, **kwargs):
43         self.refractiveIndex = refractiveIndex
44         self.angle = math.radians(90.0)
45         self.SetParams(**kwargs)
46
47     def SetParams(self, **kwargs):
48         self.angle = kwargs.get("angle", self.angle)
49
50     def GetIncidentAngle(self, psi):
51         a = (math.pi / 2.0) - (self.angle / 2.0) - psi
52         b = math.asin(math.sin(a) / self.refractiveIndex)
53         th = (math.pi / 2.0) - b - (self.angle / 2.0)
54         return th
55
56     def __str__(self):
57         return "Triangular prism, n = " + str(self.refractiveIndex) + \
58             ", angle = " + str(math.degrees(self.angle)) + "deg \n"
59
60     def GetRefCoef(self, psi, polarization):
61         alfa = math.radians(90.0) - self.angle / 2.0 - psi
62         beta = cmath.asin(cmath.sin(alfa) / self.refractiveIndex).real
63         reflect1 = FresnelReflection(alfa, 1.0, self.refractiveIndex, polarization)
64         reflect2 = FresnelReflection(beta, self.refractiveIndex, 1.0, polarization)
65         res = (1.0 - reflect1) * (1.0 - reflect2)
66         return res

```

```

67
68 # Abifunktsioon: Fresneli vorrandid
69 def FresnelReflection(angle, n1, n2, polarization):
70     if polarization == Polarization.P:
71         tmp = 1.0 - ((n1 / n2) * cmath.sin(angle))**2.0
72         res = n1 * cmath.sqrt(tmp) - n2 * cmath.cos(angle)
73         res /= n1 * cmath.sqrt(tmp) + n2 * cmath.cos(angle)
74         res = abs(res) ** 2.0
75     else:
76         tmp = 1.0 - ((n1 / n2) * cmath.sin(angle))**2.0
77         res = n1 * cmath.cos(angle) - n2 * cmath.sqrt(tmp)
78         res /= n1 * cmath.cos(angle) + n2 * cmath.sqrt(tmp)
79         res = abs(res) ** 2.0
80     return res
81
82 # Abifunktsioon
83 def Refraction(a, n1, n2):
84     tmp = n1 * math.sin(a) / n2
85     if tmp > 1.0:
86         print "inner reflection"
87         return 0.0
88     return math.asin(tmp)
89
90 # Abifunktsioon
91 def TriangularPrismAngle(mAngles, prismN, layersN):
92     res = []
93     for a in mAngles:
94         aI = math.radians(45.0) - a
95         aR = Refraction(aI, 1.0, prismN)
96         newA = math.radians(45.0) - aR
97
98         prN = prismN
99         for n in layersN:
100             newA = Refraction(newA, prN, n)
101             prN = n
102         res.append(newA)
103     return res

```

## Lisa 2

Pythoni moodul pinnaplasmonite dispersiooniseose leidmiseks keerulise struktuuri korral.

```
1 import math
2 import cmath
3 import scipy.optimize
4 import numpy as np
5 from pylab import *
6
7 absSpeed = 299792458.0
8
9 # Abifunktsioon
10 def FitFunc(params, o):
11     return abs(o.FourLayer((params[0] + 1.0j * params[1])))
12
13 # Abiklass
14 class Layer:
15     def __init__(self, h, eps):
16         self.h = h # kihi paksus
17         self.eps = eps # kihi suhteline dielektriline l2bitavus
18
19 # Klass suvalise kihilise struktuuri dispersiooniseose leidmiseks
20 class SprDispersion():
21
22     def __init__(self, waveL):
23         self.waveL = waveL # lainepikkus
24         self.layers = [None] # 1..len(layers)
25         self.k0 = (2.0 * math.pi) / self.waveL
26
27     # Lahendab etteantud dispersiooniseose numbriliselt
28     def FindSolution(self, intial=None):
29         solution = scipy.optimize.fmin(FitFunc, intial, args=(self,), \
30                                     maxfun=1000, disp=False)
31         kx = solution[0] + solution[1]*1.0j
32         return kx
33
34     # T2pne analyytiline lahend nelja keskkonnaga
35     def FourLayer(self, kx):
36         e1 = self.layers[1].eps
37         e2 = self.layers[2].eps
38         e3 = self.layers[3].eps
```

```

39     e4 = self.layers[4].eps
40     h2 = self.layers[2].h
41     h3 = self.layers[3].h
42
43     a1 = self.ATilde(kx, 1)
44     a2 = self.ATilde(kx, 2)
45     a3 = self.ATilde(kx, 3)
46     a4 = self.ATilde(kx, 4)
47
48     a = ((e1 / a1) + (e2 / a2))
49     b = ((e2 / a2) + (e3 / a3))
50     c = ((e3 / a3) + (e4 / a4))
51     an = ((e1 / a1) - (e2 / a2))
52     bn = ((e2 / a2) - (e3 / a3))
53     cn = ((e3 / a3) - (e4 / a4))
54
55     res = a * b * c
56     res += cmath.exp(-2.0 * a2 * h2) * an * bn * c
57     res += cmath.exp(-2.0 * a3 * h3) * a * bn * cn
58     res += cmath.exp(-2.0 * (a2 * h2 + a3 * h3)) * an * b * cn
59     return res
60
61     # T2pne analyytiline lahend kolme keskkonnaga
62     def ThreeLayer(self, kx):
63         e1 = self.layers[1].eps
64         e2 = self.layers[2].eps
65         e3 = self.layers[3].eps
66         h2 = self.layers[2].h
67
68         a1 = self.ATilde(kx, 1)
69         a2 = self.ATilde(kx, 2)
70         a3 = self.ATilde(kx, 3)
71
72         res = ((e1 / a1) + (e2 / a2)) * ((e2 / a2) + (e3 / a3))
73         tmp = ((e1 / a1) - (e2 / a2)) * ((e2 / a2) - (e3 / a3))
74         res += cmath.exp(-2.0 * a2 * h2) * tmp
75         return res
76
77     # Abifunktsioon, leiab prisma tagumise tahuga paralleelse
78     # lainevektori komponendi.

```

```

79     def GetK(self, prismEps, angle):
80         nPrism = cmath.sqrt(prismEps).real
81         res = nPrism * math.sin(angle) * self.k0
82         return res
83
84     # Abifunktsioon
85     def GetAngle(self, prismEps, kx):
86         nPrism = cmath.sqrt(prismEps).real
87         print "PrismN: " + str(nPrism)
88         res = math.asin(kx.real / (self.k0 * nPrism))
89         return res
90
91     # P8hiline too toimub siin meetodis.
92     # Selle meetodi tahastatud v22rtust minimeeritakse, et leida
93     # oige pinnaplasmonite lainearv kx.
94     def SprEq(self, kx):
95         n = len(self.layers) - 1
96         res = 0.0
97         for p in range(1, 2 ** (n - 2) + 1):
98
99             # Exponent
100            tmp = 0.0
101            for m in range(2, n):
102                tmp += self.A(p, m) * self.ATilde(kx, m) * self.layers[m].h
103                if self.layers[m].h == 0.0 and self.A(p, m) != 0.0:
104                    print "ERROR: " + str(kx)
105
106            sRes = cmath.exp(- 2.0 * tmp)
107
108            # Multiplication
109            tmp = 1.0
110            for m in range(1, n):
111                r = self.layers[m].eps / self.ATilde(kx, m)
112                r += ((-1.0) ** self.Z(p, m)) * self.layers[m + 1].eps
113                r /= self.ATilde(kx, m + 1)
114                tmp *= r
115            sRes *= tmp
116
117
118            res += sRes

```

```

119         return res
120
121     # Abifunktsioonid:
122
123     # Layer wavenumber
124     def ATilde (self, kx, m):
125         tmp = kx * kx - self.layers[m].eps * self.k0 * self.k0
126         res = cmath.sqrt(tmp) # * absSpeed
127         return res
128
129     # For calc A
130
131     def A(self, p, m):
132         tmp = 0.5 * math.pi * self.Gamma(p, m)
133         res = cmath.sin(tmp) ** 2.0
134         return res
135
136     def R(self, p, m):
137         if m <= -1:
138             return 0.0
139
140         res = self.Gamma(p, m) - 0.5 * (1.0 - ((-1.0)**(self.R(p, m - 1))))
141         return res
142
143     def Delta1(self, m):
144         if m == 1:
145             res = 2.0
146         else:
147             res = 0.0
148         return res
149
150     def Gamma(self, p, m):
151         if m <= 0:
152             return 0.0
153
154         res = 0.5 * self.R(p, m - 1) + (p - 1) * self.Delta1(m)
155         return res
156
157     # For calc Z
158

```

```

159     def Z(self, p, m):
160         res = cmath.sin(0.5 * math.pi * self.Beta(p, m)) ** 2.0
161         return res
162
163     def Beta(self, p, m):
164         if m <= 0:
165             return 0
166
167         tmp = ((-1.0) ** self.Q(p, m - 2)) - ((-1.0) ** self.Q(p, m - 1))
168         res = 0.5 * self.Beta(p, m - 1) + 0.25 * (tmp) + (p - 1.0) * self.Delta2(m)
169         return res
170
171     def Q(self, p, m):
172         if m <= -1:
173             return 0.0
174
175         tmp = (-1.0) ** self.Q(p, m - 1)
176         res = self.Beta(p, m) - 0.5 * (1.0 - tmp)
177         return res
178
179     def Delta2(self, m):
180         if m == 1:
181             res = 1.0
182         else:
183             res = 0.0
184         return res
185
186
187 if __name__ == '__main__':
188     pass

```



## Lisa 3

Pythoni moodul leidmaks pinnakareduse mõju pinnaplasmonite dispersiooniseosele.

```
1 import numpy as np
2 import math
3 import cmath
4 from scipy import integrate
5 from pylab import *
6
7 absSpeed = 299792458.0
8
9 # Klass leidmaks pinnakareduse moju pinnaplasmonite dispersiooniseosele.
10 class SprRougness():
11
12     def __init__(self, waveL, eps, rms, corL):
13         self.waveL = waveL # lainepikkus
14         self.eps = eps # metalli suhteline dielektriline l2bitavus
15         self.rms = rms # ruutkeskmise karedus
16         self.corL = corL # korrelatsioonitee pikkus
17         self.cFreq = 2.0 * math.pi * absSpeed / self.waveL
18
19     def AlphaDot(self, k, k0, e):
20         return cmath.sqrt(k * k - k0 * k0 * e)
21
22     # Pohimeetod, tagastab kareduse moju
23     def Calc(self):
24         self.k0 = self.cFreq / absSpeed
25         self.kSP = (self.cFreq / absSpeed)
26         self.kSP *= cmath.sqrt(self.eps / (self.eps + 1.0))
27
28         r1 = 0.5 * ((self.rms * self.corL) ** 2.0)
29         r1 *= cmath.sqrt(abs(self.eps)) / ((self.eps + 1.0) ** 2.0)
30         r1 *= cmath.exp(-((0.5 * self.kSP.real * self.corL) ** 2.0))
31
32         upper = Inf
33         r2Re = integrate.quad(self.FuncIntegrate, 0, upper, args=(True))
34         r2Im = integrate.quad(self.FuncIntegrate, 0, upper, args=(False))
35         r2 = r2Re[0] + 1.0j * r2Im[0]
36         res = r1 * r2
37         return res
38
```

```

39 def Bessel(self, n, x):
40     #print n, x
41     tmp = integrate.quad(lambda fi: math.cos(n * fi) * \
42                           math.exp(-1.0 * x * math.cos(fi)), \
43                               0.0, 2.0 * math.pi)
44     res = (-1.0) ** n
45     res /= 2.0 * math.pi
46     res *= tmp[0]
47     return res
48
49 def FuncIntegrate(self, k, realPart):
50     k0 = self.k0
51     kSP = self.kSP
52     alpha0 = cmath.sqrt((kSP.real ** 2.0) - (k0 ** 2.0))
53     alpha = cmath.sqrt((kSP.real ** 2.0) - (k0 ** 2.0) * self.eps)
54     alphaD0 = self.AlphaDot(k, k0, 1.0)
55     alphaD = self.AlphaDot(k, k0, self.eps)
56
57     besselArg = 0.5 * k * kSP.real * self.corL * self.corL
58
59     r1 = (k * k) * (kSP.real * kSP.real - 0.5 * alpha0 * alpha)
60     r1 += alpha0 * alpha * alphaD0 * alphaD
61     r1 *= self.Bessel(0, besselArg)
62     r2 = k * kSP.real * (alpha0 * alphaD + alphaD0 * alpha) * \
63         self.Bessel(1, besselArg)
64     r3 = 0.5 * alpha0 * alpha * k * k * self.Bessel(2, besselArg)
65     sub = r1 - r2 + r3
66
67     res = k
68     res *= (alphaD - self.eps * alphaD0) / ((k + kSP) * (k - kSP))
69     res *= cmath.exp(-0.25 * k * k * self.corL * self.corL)
70     res *= sub
71
72     if realPart:
73         return res.real
74     else:
75         return res.imag
76
77
78

```

```
79 if __name__ == '__main__':
80     goldN = 0.2792 + 2.8556j
81     sr = SprRoughness(593e-9, goldN * goldN, 3.3e-9, 995e-9)
82     deltaRoughness = sr.Calc()
83     print deltaRoughness
```