

OHUTFILMIT JA DIFFRAKTIOHILAT OPTISINA SUOTIMINA

Jussi Ruuskanen

Pro gradu -tutkielma
Maaliskuu 2014
Fysiikan ja matematiikan laitos
Itä-Suomen yliopisto

Jussi Ruuskanen

43 sivua

Itä-Suomen yliopisto

Fysiikan koulutusohjelma

Fyysikkokoulutus

Työn ohjaajat

Prof. Jari Turunen

Apul.Prof Jani Tervo

Tiivistelmä

Tässä työssä tarkastellaan ohutfilmeistä sekä diffraktiohiloista koostuvia optisia suotimia. Usean kerroksen laajan sekä ohuen kaistan suotimia, jotka päästävät läpi haluttua aallonpituusaluetta, voidaan valmistaa aina infrapuna-alueesta ultraviolettia-alueelle. Esimerkiksi näkyvällä alueella suotimet ovat tärkeässä asemassa kuvan jakamisessa väritelevisiokameroissa ja infrapuna-alueella niitä käytetään esimerkiksi CO₂-lasereissa sekä sateellittien sensoreissa. Työssä tarkastellaan ohutfilmien sekä diffraktiohilojen toimintaa optisina suotimina. Erityisesti ohutfilmien tapauksessa tarkastellaan mihin suotimen toiminta perustuu. Suunnitellaan sekä valmistetaan ohutfilmipakka. Ohutfilmipakan ominaisuuksia karakterisoidaan ja verrataan teorian pohjalta ennustettuihin tuloksiin.

1	Johdanto	1
1.1	Ohutfilmit	1
1.2	Diffraktiohila	2
1.3	Interferenssi	3
2	Työn tavoite ja keskeisimmät tulokset	4
3	Teoreettinen tarkastelu	7
3.1	Superpositio	7
3.2	Interferenssi	8
3.3	Fresnelin kertoimet	11
3.4	Ohutfilmisuodin	13
3.5	Hilasuodin	15
4	Heijastava ohuen kaistan suodin	17
4.1	Ohutfilmisuodin	17
4.2	Diffaktiohilasuodin	18
5	Ohutfilmisuotimen suunnittelu	23
6	Valmistus ja karakterisointi	29
6.1	Valmistus	29
6.2	Karakterisointi	30

7 Yhteenveto	33
Viitteet	34
Liitteet	
A Ohjelma ohutfilmipakan diffraktiotehokkuuden laskemiseen	36
B Ohjelma hilan diffraktiotehokkuuden laskemiseen	39

Optinen suodin on laite, joka päästää läpi tai heijastaa tiettyjä aallonpituuksia ja estää toisia aallonpituuksia. Optiset suotimet voidaan luokitella kahteen luokkaan, joista toinen on absorptiolla toimivat ja toinen interferenssillä toimivat suotimet. Absorptiolla toimiva suodin on yksinkertaisimmillaan jonkin värinen läpinäkyvä kalvo, joka päästää värinsä mukaisia aallonpituuksia läpi ja absorboi muita aallonpituuksia. Interferenssiin pohjautuvat suotimet kuten diffraktiohila ja ohutfilmipakka voivat olla verrattain hyvinkin monimutkaisia komponentteja valmistaa. Tässä tutkielmassa keskitytään diffraktiohilasta sekä ohutfilmipakasta valmistettuihin optisiin suotimiin.

Optiset suotimet voidaan myös luokitella sen mukaan, minkälaisia aallonpituusjakaumia ne päästävät läpi. Tyypillisiä jakoja ovat: pitkiä tai lyhyitä aallonpituuksia päästävä suodin sekä kaistasuodin eli suodin joka päästää jonkin aallonpituusalueen läpi. Tässä työssä keskitytään kaistasuotimiin ja erityisesti sellaisiin, jotka päästävät ohuen aallonpituusalueen läpi.

1.1 Ohutfilmit

Ohutfilmi on kalvomateriaalia, jonka paksuus on enimmillään sen mittainen, että kalvon ensimmäiseltä pinnalta heijastunut aalto pystyy vielä interferoimaan kalvon toiselta pinnalta heijastuneen aallon kanssa. Ohuita metallikalvoja tunnettiin jo varhaisista ajoista lähtien, mutta jos modernin ohutfilmioptiikan virstanpylväänä pidetään interferenssiä, niin varhaisimpina ohutfilmioptiikan sovelluksina voidaan pitää Robert Boylen sekä Robert Hooken tutkimia värejä eri materiaalien ohutfilmimuodoissa [1]. Sir Isaac Newton yhdisti nämä värit tarkasti filmien eri paksuuksiin [1].

Tämän jälkeen Simeon Denis Poisson yhteistyössä Augustin Jean Fresnelin kanssa päätteli interferenssiä tutkiessaan, että filmin ollessa paksuudeltaan neljäsosan aallonpituudesta sekä filmin taitekertoimen ollessa neliöjuuri ympäröivien materiaalien taitekertoimien tulosta, tuottaa filmin joka poistaa täydellisesti heijastuksen [1]. Vuonna 1817 Joseph von Fraunhofer valmisti luultavimmin ensimmäisen heijastuksen poistoon tarkoitettua pinnoitteen [1]. 1800-luvulla tapahtui myös paljon edistystä interferometriikan alalla. Ohutfilmeille tärkeimpänä kehityksenä voidaan pitää Fabry–Perot interferometriä, joka esiteltiin vuonna 1899 ja josta on tullut yksi tärkeimmistä työkaluista rakentaessa ohutfilmisuotimia [1]. Kehitys ohutfilmien alalla nopeutui huomattavasti 1930-luvulla, jolloin voidaan sanoa alkaneen modernin optisen ohutfilmipinnoituksen [1].

Dielektrisiä ohutfilmejä käytetään nykyään moniin optiikan tarkoituksiin. Esimerkkeihin kuuluu: erilaisten pintojen päälle tuleva filmi, joka estää heijastusta, monikerroksinen säteenjakaja, jossa ei tapahdu absorptiota, sekä peilejä, jotka päästävät läpi ja heijastavat haluttuja aallonpituuksia [2].

1.2 Diffraktiohila

Toistuva diffraktoivien elementtien jakauma, joko aukkojen tai esteiden, voi aiheuttaa tulevan aallon vaiheeseen, amplitudiin tai molempiin jaksollisia muutoksia. Tällaista rakennelmaa kutsutaan diffraktiohilaksi [2]. Yksinkertaisimmillaan diffraktiohila on kokoelma aukkoja, aivan kuten kaksoisrakokokeessa. Luultavasti tämänkaltaisen hilan löysi David Rittenhouse vuonna 1785 [2]. Joitain vuosia myöhemmin Joseph Von Fraunhofer, tietämättä David Rittenhousen löydöksestä, löysi uudelleen tämän periaatteen ja teki useita tärkeitä edistysaskelia hilojen teoriaan ja teknologiaan [2]. Aikaisimmat laitteet olivat useiden rakojen kokoelmia, jotka valmistettiin esimerkiksi ohuista rautalangoista kahden ruuvin välille [2]. Aallonharjan kulkiesä tämänkaltaisen systeemin läpi se kohtaa valoa läpipäästäviä ja -päästämättömiä alueita, jolloin aallonharjan amplitudi kokee modulaatiota [2]. Tämän jälkeen hiloja tehtiin naarmuttamalla esimerkiksi lasia jaksollisesti timantilla [2], ja nykyään hiloja voidaan valmistaa mm. valottamalla kuvioita resistiin ja etsaamalla näitä kuvioita pois plasmalla. Nykyään hiloja käytetään esimerkiksi spektrometriikan valmistuksessa sekä optisina suotimina.

1.3 Interferenssi

Diffraaktiohiloista ja ohutfilmipakoista tehtyjen suotimien toiminta perustuu valon interferenssiin. Tästä syystä on perusteltua käydä tässä hieman läpi interferenssiä yleisellä tasolla.

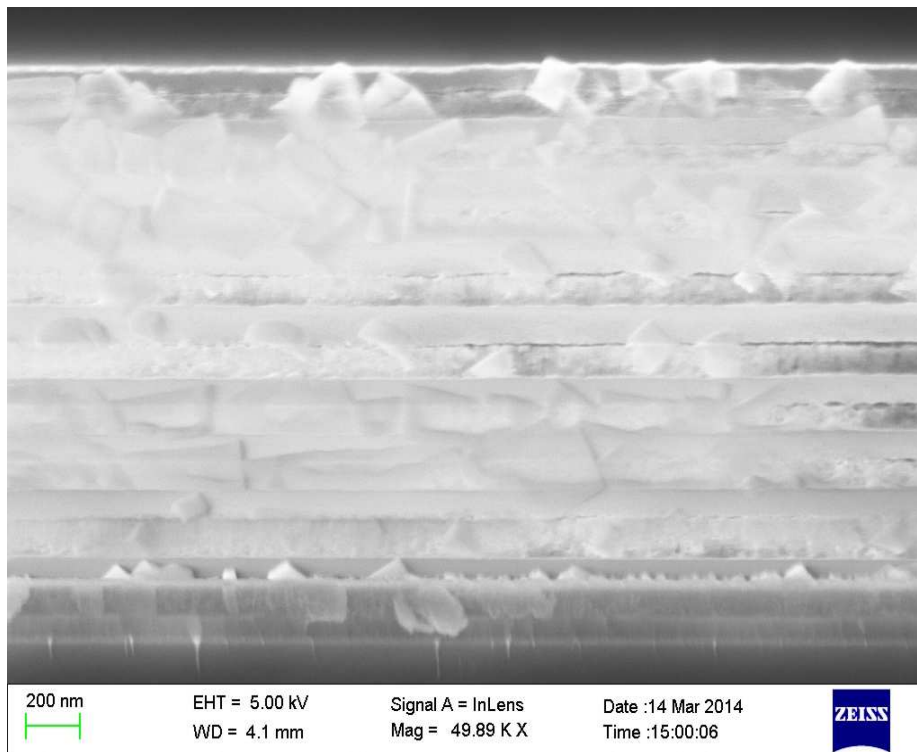
Interferenssi syntyy, kun kaksi tai useampi aaltoa täyttää saman tilan avaruudessa samaan aikaan. Tämän tapahtuessa kokonaisuallon käyttäytymisen määrää superpositioperiaate [3]. Superpositioperiaate: kahden tai useamman aallon aiheuttama siirtymä niiden ylittäessä toisensa missä tahansa pisteessä minä hetkenä tahansa voidaan selvittää summaamalla yksittäisten aaltojen aiheuttama siirtymä tässä hetkessä ja pisteessä [3]. Aaltoliikkeen ollessa sähkömagneettista säteilyä siirtymän voidaan ajatella olevan sähkökentän suuruus tarkasteluhetkellä. Sähkökentän suuruus on negatiivinen tai positiivinen johonkin avaruuskoordinaattiin, riippuen aallon vaiheesta. Tämä tarkoittaa sitä, että esimerkiksi kahden aallon summautuessa summa-aalto voi olla amplitudiltaan suurempi tai pienempi kuin kumpikaan summattava aalto. Summa-aallon ollessa suurempi puhutaan konstruktiivisesta interferenssistä, kun taas summa-aallon ollessa pienempi puhutaan destruktiivisesta interferenssistä. Interferenssi-termi tulikin alunperin siitä, että kahden aallon ollessa eri vaiheessa summa-aalto on amplitudiltaan heikompi kuin kumpikaan summautuvista aalloista [2].

Työn tavoite ja keskeisimmät tulokset

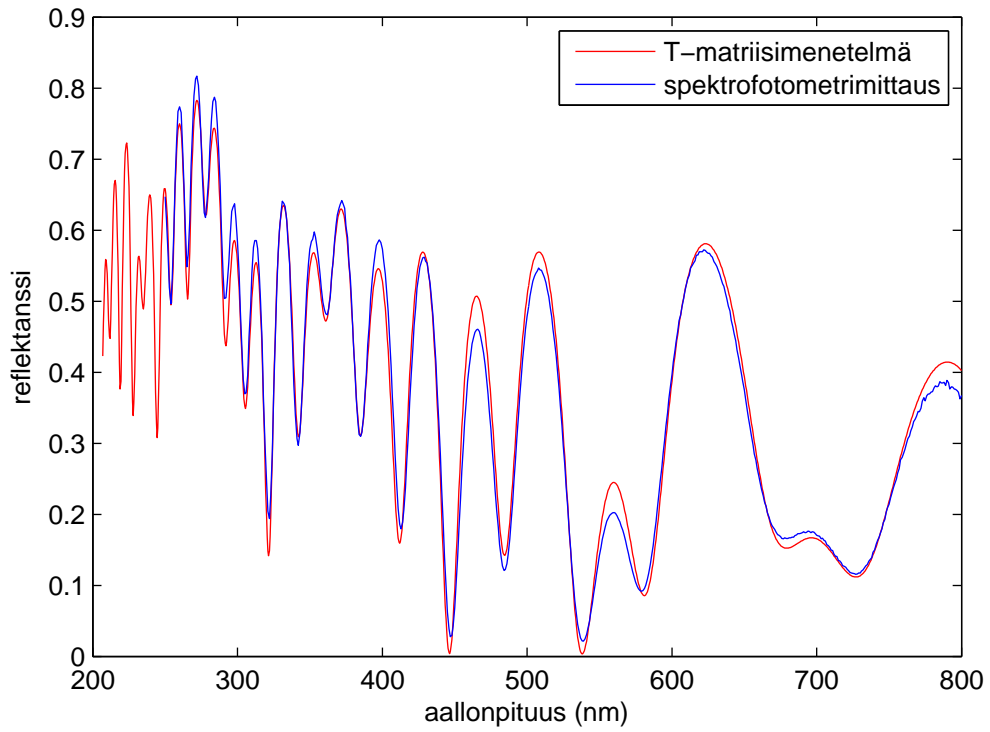
Työn tärkeimpänä tavoitteena oli optisten suodinten toimintaperiaatteiden tarkastelu, ja erityisesti ohutfilmisuodinten teoriaan perehtyminen.

Ohutfilmisuodinten teoriaan perehdyttiin tarkastelemalla interferenssiä sekä Fresnelin kertoimia yleisellä tasolla. Lisäksi käytettiin laskennallisia menetelmiä, kuten T-matriisimenetelmää suodinten matemaattiseen tarkasteluun. Pyrittiin myös tarkistamaan vastaako matemaattisten menetelmien tulokset todellisuutta valmistamalla ohutfilmipakka ja mittaamalla sen heijastusjakauma. Kuvassa 2.1 on työssä valmistettu ohutfilmipakka. Kuvassa 4.1 nähdään filmipakan katkaisukohdassa epätäydellisyyksiä tai rosoja, mitkä johtuvat pakan katkaisusta eivätkä siis ole höyrystyksestä johtuvia virheitä. Valmistetun ohutfilmipakan mitattua heijastusjakaumaa pystyttiin vertaamaan teorian ennustamaan heijastusjakaumaan. Kuvassa 2.2 on teorian ennustama sekä spektrofotometrillä mitattu heijastusjakauma valmistetulle kalvopakalle.

Seuraavassa kappaleessa käsitellään ensin interferenssiä hieman matemaattisemmin, sitten sovelletaan interferenssin periaatetta diffraktiohilaan ja ohutfilmiin. Lopuksi tarkastellaan, kuinka ohutfilmejä ja hiloja käytännössä käsitellään laskennallisesti.



Kuva 2.1: Työssä valmistettu ohutfilmipakka.



Kuva 2.2: Spektrofotometrillä sekä T-matriisimenetelmällä saatu heijastusjakauma valmistetulle filmipakalle.

Tässä kappaleessa käydään läpi optisten suodinten teoreettisen tarkastelun kannalta tärkeimpiä käsitteitä, joita ovat superpositio, interferenssi sekä Fresnelin kertoimet. Kappaleen lopuksi tarkastellaan diffraktiohilasuodinta sekä ohutfilmisuodinta.

3.1 Superpositio

Oletetaan, että funktiot ψ_1 ja ψ_2 kuvaavat jotakin aaltoa, toisin sanoen molemmat toteuttavat aaltoyhtälön

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (3.1)$$

missä $\partial^2/\partial x^2$ tarkoittaa toisen kertaluvun osittaisderivaattaa paikan suhteen, v nopeutta ja $\partial^2/\partial t^2$ toisen kertaluvun osittaisderivaattaa ajan suhteen. Nyt voidaan osoittaa, että myös $(\psi_1 + \psi_2)$ toteuttaa aaltoyhtälön sijoittamalla nämä aaltoa kuvaavat yhtälöt aaltoyhtälöön ja summaamalla ne. Näin saadaan

$$\frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial t^2} + \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2}, \quad (3.2)$$

mikä voidaan kirjoittaa käyttäen osittaisderivaatan lineaarisuutta muotoon

$$\frac{\partial^2 (\psi_1 + \psi_2)}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 (\psi_1 + \psi_2)}{\partial t^2}. \quad (3.3)$$

Tästä näemme, että myös aaltojen summa toteuttaa aaltoyhtälön, mikä tarkoittaa että superpositioperiaate pitää paikkansa [2].

3.2 Interferenssi

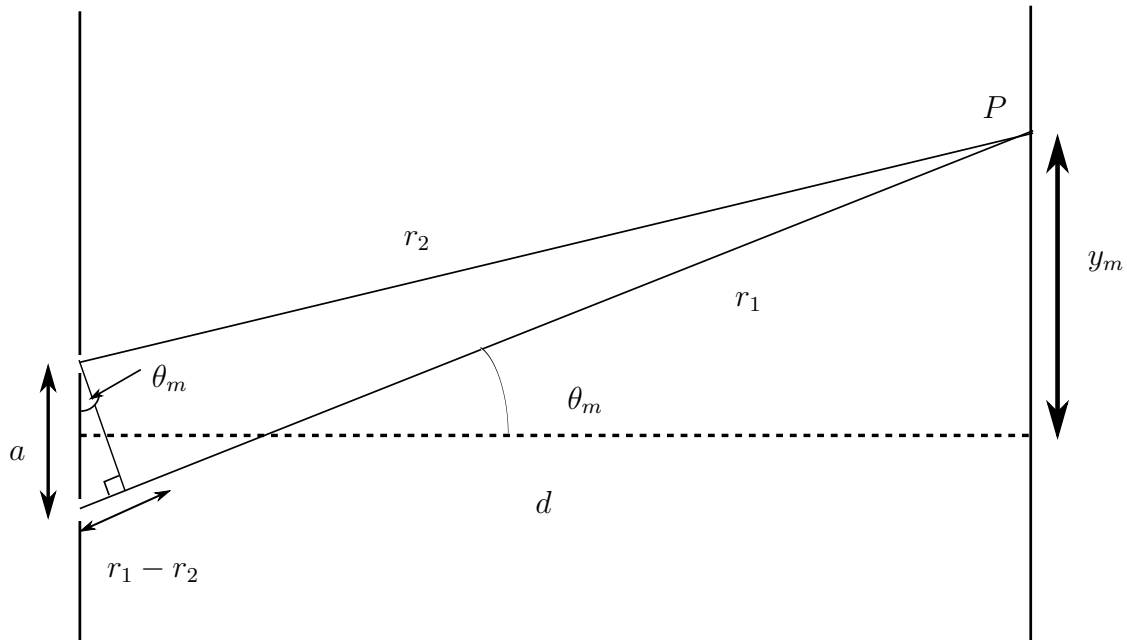
Aaltojen summa jossakin pisteessä siis toteuttaa aaltoyhtälön, mutta mitä muuta tästä summa-aallosta voidaan sanoa? Otetaan tarkasteluun kaksi tasoaaltoa, joita kuvaavat yhtälöt

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{01} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_1) \quad (3.4)$$

sekä

$$\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_2), \quad (3.5)$$

missä \mathbf{E} on sähkökenttävektori, \mathbf{k} aaltolukuvektori, \mathbf{r} paikkavektori, ω kulmataajuus, t aika ja ε alkuvaihe. Kuten kuvasta 3.1 nähdään, näiden aaltojen lähteet ovat toisistaan etäisyydellä a , ja tutkitaan niiden vaikutusta pisteeseen P , joka on niin kaukana aaltolähteistä, että aaltorintamat tulevat pisteeseen P käytännössä tasoaaltoina.



Kuva 3.1: Interferenssin tarkasteluun käytetty geometria.

Koska optisten aaltojen siirtymä tai sähkökentän suuruus vaihtelee suuruusluokaltaan taajuudella 10^{14} Hz, niin sähkökentän suuruutta ei ole käytännöllistä mitata [2]. Sen sijaan voidaan mitata valon irradianssia. Irradianssi kertoo, kuinka paljon

keskimäärin energiaa saapuu pinta-alayksikköä kohden jossakin ajassa [2]. Irradianssi saadaan kaavasta

$$I = \epsilon\nu\langle\mathbf{E}^2\rangle_T, \quad (3.6)$$

missä $\langle\mathbf{E}^2\rangle_T$ tarkoittaa sähkökenttävektorin neliön aikakeskiarvoa. Tarkastellaan tässä vain irradianssin suhteellista arvoa, jolloin voidaan unohtaa yhtälössä esiintyvät vakiot. \mathbf{E} koostuu nyt kahden aallon superpositiosta, joten

$$\mathbf{E}^2 = (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \cdot (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2), \quad (3.7)$$

jolloin

$$\mathbf{E}^2 = \mathbf{E}_1^2 + \mathbf{E}_2^2 + 2\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2. \quad (3.8)$$

Ottamalla aikakeskiarvot yhtälön molemmilta puolin saadaan irradiansseiksi

$$I = I_1 + I_2 + I_{12} \quad (3.9)$$

kunhan

$$I_1 = \langle\mathbf{E}_1^2\rangle_T, \quad (3.10)$$

$$I_2 = \langle\mathbf{E}_2^2\rangle_T \quad (3.11)$$

sekä

$$I_{12} = 2\langle\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2\rangle_T. \quad (3.12)$$

Termiä I_{12} kutsutaan interferenssitermiksi [2]. Interferenssitermin arvioimiseksi muodostetaan vektorien \mathbf{E}_1 ja \mathbf{E}_2 pistetulo

$$\mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_1) \cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega t + \varepsilon_1), \quad (3.13)$$

mikä voidaan kirjoittaa muotoon

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 = & \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} [\cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1) \cos(\omega t) + \sin(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1) \sin(\omega t)] \\ & \times [\cos(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_2) \cos(\omega t) + \sin(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_2) \sin(\omega t)] \end{aligned} \quad (3.14)$$

trigonometrista yhtälöä

$$\cos(\alpha - \beta) = \cos \alpha \cos \beta - \sin \alpha \sin \beta \quad (3.15)$$

käyttäen. Yhtälön $f(t)$ aikakeskiarvo jonkin aikavälin T yli on

$$\langle f(t) \rangle_T = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(t') dt'. \quad (3.16)$$

Tarkastelemiemme tasoaaltoa kuvaavien yhtälöiden periodi on $2\pi/\omega$, joka on huomattavasti pienempi kuin T . Huomioimalla tämä ja se, että $\langle \cos^2(\omega t) \rangle_T = \frac{1}{2}$, $\langle \sin^2(\omega t) \rangle_T = \frac{1}{2}$ sekä $\langle \cos(\omega t) \sin(\omega t) \rangle_T = 0$, saadaan interferenssitermi muotoon

$$\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle_T = \frac{1}{2} \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \varepsilon_2). \quad (3.17)$$

Tällöin interferenssitermi on

$$I_{12} = \mathbf{E}_{01} \cdot \mathbf{E}_{02} \cos \delta, \quad (3.18)$$

missä $\delta = \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} + \varepsilon_1 - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \varepsilon_2$. Termi δ vastaa vaihe-eroa, mikä johtuu aaltolähteiden optisesta matkasta tarkasteltavaan pisteeseen sekä mahdollisesta alkuvaiheesta. Interferenssitermistä huomataan myös nyt, että jos sähkökentät värähtelevät koh-tisuorasti toisiinsa nähden, niin interferenssiä ei synny [2]. Tarkastellaan nyt tilan-etta, jossa sähkökentät värähtelevät samansuuntaisesti, jolloin interferenssitermi voidaan kirjoittaa muotoon

$$I_{12} = \mathbf{E}_{01} \mathbf{E}_{02} \cos \delta. \quad (3.19)$$

Tämä voidaan kirjoittaa vielä kätevämpään muotoon huomaamalla, että

$$I_1 = \langle \mathbf{E}_1^2 \rangle_T = \frac{\mathbf{E}_{01}^2}{2} \quad (3.20)$$

ja

$$I_2 = \langle \mathbf{E}_2^2 \rangle_T = \frac{\mathbf{E}_{02}^2}{2}. \quad (3.21)$$

Näin saadaan interferenssitermiksi

$$I_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (3.22)$$

jolloin saadaan kokonaisirradianssille esitys

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (3.23)$$

Yhtälöä tutkimalla huomataan, että irradianssille saadaan maksimi-arvo, kun $\delta = m2\pi$, missä m on kokonaisluku [2]. Jos aaltolähteet ovat samassa vaiheessa, niin

$$\delta = k(r_1 - r_2), \quad (3.24)$$

jolloin irradianssimaksimille saadaan ehto

$$r_1 - r_2 = \frac{2m\pi}{k} = m\lambda. \quad (3.25)$$

Kuvaa 3.1 tarkastelemalla huomataan, että

$$r_1 - r_2 = a \sin \theta_m = m\lambda. \quad (3.26)$$

Tämä vastaa täysin hilayhtälöä, jossa tulokulma on 0.

Ajatellaan nyt, että aaltolähteet ovat heijastuksia ohutfilmin ja sen jälkeisen materiaalin pinnalta. Tällöin saadaan heijastusta poistava kalvo valitsemalla ohutkalvon paksuudeksi arvo, jolla saadaan irradianssiminimi. Irradianssiminimi saadaan, kun $\delta = (2m + 1)\pi$. Nyt $\delta = k2d$, missä d on ohutfilmin paksuus. Tällöin heijastusta vähentävän ohutfilmin paksuudeksi saadaan

$$d = \frac{(2m + 1)\pi}{k2} = \frac{\lambda(2m + 1)}{4}. \quad (3.27)$$

3.3 Fresnelin kertoimet

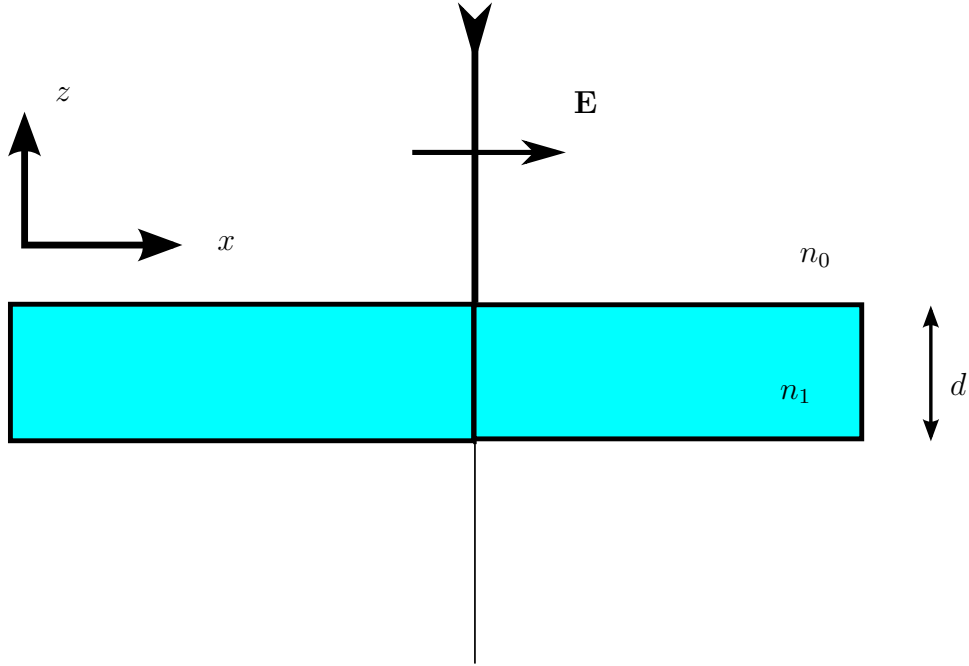
Aikaisemman perusteella selvisi, että ohutfilmeissä sekä diffraktiohiloissa tapahtuu interferenssiä komponenttien eri osista heijastuneiden tai taittuneiden aaltojen välillä, mutta jotta saadaan selville kuinka suuri osa tulevasta valosta osallistuu tähän interferenssiin, täytyy selvittää kuinka paljon valoa heijastuu ja taittuu rajapinnolta.

Otetaan aluksi tarkasteluun kuvan 3.2 mukainen rajapinta, jossa valo saapuu kohtisuorasti rajapintaan. Olkoon valo lineaarisesti polaroitunutta harmonista tasoaaltoa. Valitaan pinnan normaalisuunnaksi z -akseli ja valitaan rajapinta x -akselin mukaiseksi, siis $z = 0$ rajapinnalla. Valitaan sähkökentän E suunnaksi positiivinen x -akseli sekä heijastuksessa että taittumisessa. Tästä syystä magneettikentän H suunnaksi on valittava positiivinen y -akseli taittumisessa ja negatiivinen y -akseli heijastumisessa, jotta säilytetään oikean käden sääntö magneettikentän, sähkökentän sekä aallon kulkusuunnan välillä [1]. Keskitytään nyt reunaehtoihin rajapinnalla. Sähkökentän täytyy olla yhtä suuri rajapinnan molemmin puolin, eli

$$E_i + E_r = E_t, \quad (3.28)$$

missä alaindeksi i tarkoittaa tulevan, r heijastuneen ja t taittuneen aallon kenttää. Magneettikentänkin täytyy olla jatkuva rajapinnan yli, joten

$$H_i - H_r = H_t. \quad (3.29)$$



Kuva 3.2: Fresnelin kertoimien johtamiseen käytetty geometria.

Miinusmerkki takaa oikeankäden säännön säilymisen. Tämä voidaan kirjoittaa muotoon

$$y_0 E_i - y_0 E_r = y_1 E_t, \quad (3.30)$$

missä $y_k = N_k \sqrt{(\varepsilon_0/\mu_0)}$, kun N_k on kompleksinen taitekerroin, ε_0 tyhjiön permittiivisyys ja μ_0 tyhjiön permeabiliteetti. Eliminoimalla E_t yhtälöä (3.28) käyttäen saadaan

$$y_1(E_i + E_r) = y_0(E_i - E_r), \quad (3.31)$$

jolloin heijastuneen aallon amplitudiksi tulee

$$\frac{E_r}{E_i} = \frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1}. \quad (3.32)$$

Samoin saadaan taittuneen aallon amplitudiksi

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{2y_0}{y_0 + y_1} = \frac{2n_0}{n_0 + n_1}. \quad (3.33)$$

Näitä yhtälöitä kutsutaan Fresnelin kertoimiksi. Ottamalla tähän tarkasteluun mukaan sähkökentän värähtelysuunta, kun aalto ei tule kohtisuorasti rajapinnalle, saa-

daan johdettua Fresnelin kertoimet, jotka ottavat tulokulman huomioon. TM-polaroidulle valolla saadaan näin heijastuksen Fresnel-kertoimeksi

$$\frac{E_r}{E_i} = \frac{n_0 \cos \vartheta_1 - n_1 \cos \vartheta_0}{n_0 \cos \vartheta_1 + n_1 \cos \vartheta_0} \quad (3.34)$$

ja taittuneen valon Fresnel-kertoimeksi

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_0 \cos \vartheta_0}{n_0 \cos \vartheta_1 + n_1 \cos \vartheta_0}. \quad (3.35)$$

TE-polaroidulle valolla saadaan näin heijastuksen Fresnel-kertoimeksi

$$\frac{E_r}{E_i} = \frac{n_0 \cos \vartheta_0 - n_1 \cos \vartheta_1}{n_0 \cos \vartheta_0 + n_1 \cos \vartheta_1} \quad (3.36)$$

ja taittuneen valon Fresnel-kertoimeksi

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{2n_0 \cos \vartheta_0}{n_0 \cos \vartheta_0 + n_1 \cos \vartheta_1}. \quad (3.37)$$

Kulma ϑ_1 saadaan molemmissa tapauksissa Snellin laista

$$n_1 \sin \vartheta_1 = n_0 \sin \vartheta_0. \quad (3.38)$$

Fresnel-kertoimista saadaan laskettua heijastuneen valon teho

$$R = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2, \quad (3.39)$$

ja energian säilyvyydestä saadaan taittuneen valon teho

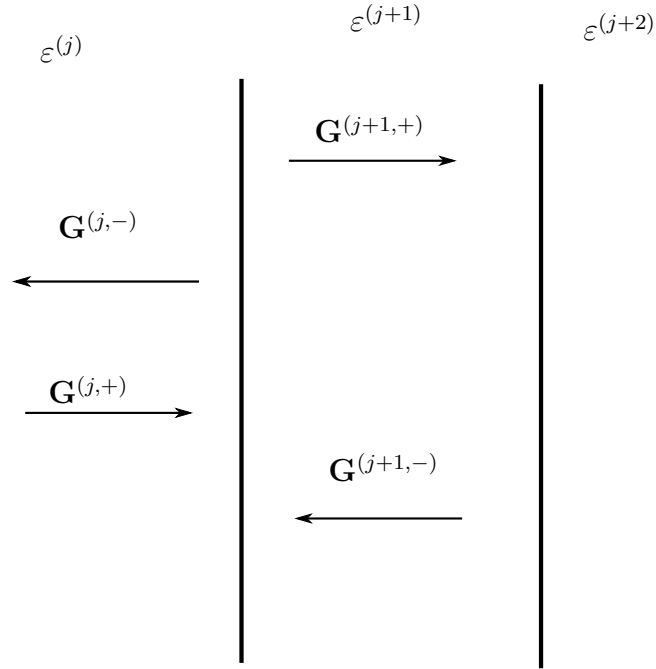
$$T = 1 - R. \quad (3.40)$$

3.4 Ohutfilmisuodin

Ohutfilmisuodin koostuu pakasta ohutfilmejä, joissa esiintyy ainakin kahta taitekerrointa ja usein eri paksuisia ohutfilmejä. Ohutfilmipakassa voi olla useita satoja ohutfilmejä, minkä takia olisi epäkäytännöllistä laskea ohutfilmi kerrallaan taittuneen ja heijastuneen valon teho. Tästä syystä käytetään ohutfilmisuotimen analysointiin T-matriisimenetelmää [4]. T-matriisi, joka kuvaa valon kulun ohutfilmien j ja $j + 1$ välisen rajan yli on

$$\mathbf{T}^{(j) \Rightarrow (j+1)} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + g^{(j+1)}/g^{(j)} & 1 - g^{(j+1)}/g^{(j)} \\ 1 - g^{(j+1)}/g^{(j)} & 1 + g^{(j+1)}/g^{(j)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_{-j}^{(j+1)} & 0 \\ 0 & f_{+j}^{(j+1)} \end{bmatrix}, \quad (3.41)$$

missä $g^{(j)} = k_z^j$ TE-polarisaation tapauksessa ja $g^{(j)} = k_z^j/\varepsilon^j$ TM-polarisaatiossa k_z :n ollessa aaltoluvun komponentti rajapinnan normaalin suuntaan ja $f_{\pm}^j = \exp[\pm ik_z^j h^{(j)}]$, kun $h^{(j)}$ on matka, jonka valo kulkee kahden rajapinnan välissä ennen tarkasteltavaa rajapintaa eli yleensä ohutfilmin j paksuus. Esimerkiksi $\vec{\mathbf{G}}^{(j,+)}$ on tarkasteltavan kentän osa, joka tulee kuvan 3.3 vasemmalta oikealle rajapintaa päin. T-matriisi toimii siten, että sillä kerrotaan vektori, jossa on kuvan 3.3 mukaisen rajan oikealta puolelta rajapintaan päin etenevä osa ja rajapinnalta oikealle päin jatkava osa, jolloin tuloksena saadaan rajan vasemmalla puolella valon osa, joka jatkaa seuraavalle rajapinnalle, sekä rajapintaa päin tuleva valon osa.



Kuva 3.3: T-matriisimenetelmässä käytetyt kentät.

$$\begin{bmatrix} \mathbf{G}^{(j,+)} \\ \mathbf{G}^{(j,-)} \end{bmatrix} = \mathbf{T}^{(j) \Leftarrow (j+1)} \begin{bmatrix} \mathbf{G}^{(j+1,+)} \\ \mathbf{G}^{(j+1,-)} \end{bmatrix} \quad (3.42)$$

T-matriisin toimivuus voidaan tarkistaa kokeilemalla saadaanko Fresnelin kertoimet käyttämällä T-matriisia tilanteeseen, jossa otetaan rajapinta, mutta ei valonkulkua. Tämä johtuu siitä, että Fresnelin kertoimet antavat esimerkiksi tulevan valon ja heijastuneen valon suhteen, jonka myös T-matriisimenetelmän pitäisi antaa, kunhan

valoa ei tule rajapinnalle rajapinnan toiselta puolelta. Nyt $j = 1$ ja $f_{\pm} = 1$, koska $h^{(j)} = 0$, jolloin saadaan

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \mathbf{G}^{(1,+)} \\ \mathbf{G}^{(1,-)} \end{bmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + g^{(2)}/g^{(1)} & 1 - g^{(2)}/g^{(1)} \\ 1 - g^{(2)}/g^{(1)} & 1 + g^{(2)}/g^{(1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \vec{\mathbf{G}}^{(2,+)} \\ 0 \end{bmatrix} = \\ &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{g^{(2)}}{g^{(1)}}\right) \mathbf{G}^{(2,+)} \\ \left(1 - \frac{g^{(2)}}{g^{(1)}}\right) \mathbf{G}^{(2,+)} \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (3.43)$$

Yläriviä tarkastelemalla saadaan läpimenneen ja tulevan valon suhteeksi

$$\frac{\mathbf{G}^{(2,+)}}{\mathbf{G}^{(1,+)}} = \frac{2g^{(1)}}{g^{(1)} + g^{(2)}}, \quad (3.44)$$

mikä esimerkiksi TE-polarisaation tapauksessa on

$$\frac{\mathbf{G}^{(2,+)}}{\mathbf{G}^{(1,+)}} = \frac{2\hat{n}_1 \cos \theta_1}{\hat{n}_1 \cos \theta_1 + \hat{n}_2 \cos \theta_2}. \quad (3.45)$$

Saatiin siis TE-polarisaation läpäisyn Fresnel-kerroin. Yhtälön (3.43) alariviä tarkastelemalla saataisiin heijastuksen Fresnel-kertoimet.

T-matriisimenetelmällä siis saadaan myös Fresnel-kertoimet, mutta menetelmän käytännöllisyys ilmenee paremmin, kun otetaan tarkasteluun useita rajapintoja, joiden välillä on eri taitekertoimia omaavia materiaaleja. Tämä johtuu siitä, että kahden viereisen rajapinnan käsittely onnistuu siten, että luodaan T-matriisi molemmille rajapinnoille ja kerrotaan sitten nämä T-matriisit keskenään, jolloin saadaan kahden rajapintaa kuvaava T-matriisi. Tätä prosessia voidaan toistaa tarvittavan monta kertaa. T-matriisimenetelmää hyödyntäen ohutfilmien tarkasteluun kirjoitettiin MATLAB[®]-ohjelma, joka löytyy liitteestä A.

3.5 Hilasuodin

Diffraaktiohilan perusteellinen teoreettinen tarkastelu olisi liian työläs tähän loppu-työhön, joten tässä kappaleessa selvitetään mihin teoreettinen tarkastelu perustuu.

Ohutfilmin kompleksinen permittiivisyys on vakio, kun taas diffraktiohilan kompleksinen permittiivisyys on jaksollinen yhdessä tai kahdessa lateraalissa suunnassa. Tästä seuraa, että myös kenttä hilan sisällä ja sen ulkopuolella on osittain jaksollinen. Diffraaktiohilan tarkastelussa valitaan ensin, kuinka monta diffraktiokertalukua

otetaan tarkasteluun. Sitten tarkastellaan kenttää permittiivisyyden epäjatkuvuuskohdissa ja muodostetaan ominaisarvotekävä käyttäen Maxwellin yhtälöitä sekä käsittelemällä kenttää tasoaaltojen summana. Tässä työssä diffraktiohilan tarkasteluun käytettiin valmista MATLAB[®]-ohjelmaa [5], jota hyödynnettiin liitteessä B olevan ohjelman tekemiseen.

Suotimen resoluutioksi voidaan määritellä eniten valoa heijastavan aallonpituuden ja läpäisykaistan puoliarvovevyyden osamäärä, eli

$$r = \frac{\lambda_{\max}}{\Delta\lambda}. \quad (3.46)$$

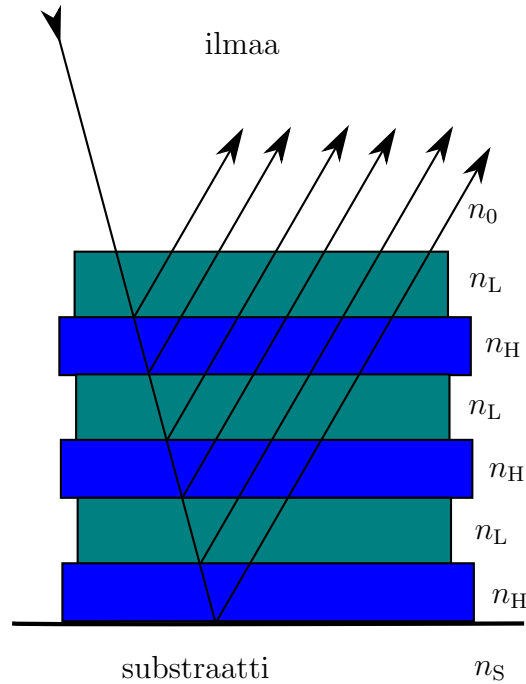
Heijastava ohuen kaistan suodin

Tässä kappaleessa esitellään ohutfilmipakasta sekä diffraktiohilasta suunniteltu heijastava ohuen kaistan suotimet. Suotimet on suunniteltu toimimaan siten, että niiden suurin intensiteetti saavutetaan huippuaallonpituudella 587.8 nm ja intensiteetti laskee mahdollisimman nopeasti pieneksi, kun poistutaan huippuaallonpituudesta.

4.1 Ohutfilmisuodin

Yksinkertainen jaksollinen ohutfilmisysteemi koostuu pakasta ohutfilmejä, joiden paksuus on neljäsosa aallonpituudesta [2]. Tällainen systeemi nähdään kuvassa 4.1. Ilmasta tuleva aalto kohtaa ensin matalamman taitekertoimen ohutfilmin, paksuudeltaan $\lambda_0/4n_L$, jonka jälkeen valo kohtaa korkeamman taitekertoimen ohutfilmin paksuudeltaan, $\lambda_0/4n_H$. Sitten valo kohtaa vuorotellen matalan ja korkean taitekertoimen ohutfilmejä, kunnes filmit loppuvat ja valo kohtaa substraatin eli materiaalin, jonka päälle pakka on valmistettu. Tässä n_L on matalampi ja n_H on korkeampi taitekerroin ja λ_0 on aallonpituus, jonka ympäristössä nähdään suurin heijastus. Kyseessä on Braggin peili. Braggin peilissä kalvojen heijastukset interferoivat konstruktiivisesti huippuaallonpituuden ympäristössä. Tämä korkean heijastuksen aallonpituusalue on sitä suurempi, mitä suurempi on suhde n_H/n_L , kuten kuvasta 4.2 nähdään. Tämän aallonpituusalueen korkeus eli reflektanssi on sitä suurempi, mitä enemmän pakassa on ohutfilmejä [2], kuten kuvasta 4.3 nähdään. Kuvista 4.2 ja 4.3 voidaan päätellä, että jos halutaan korkean resoluution heijastava ohutkaistasuodin, niin tarvitaan mahdollisimman monta ohutfilmiä ja taitekertoimien suhteen tulisi olla mahdollisimman pieni.

Ohutfilmipakasta voidaan tehdä läpäisevä ohuen kaistan suodin tekemällä pakan

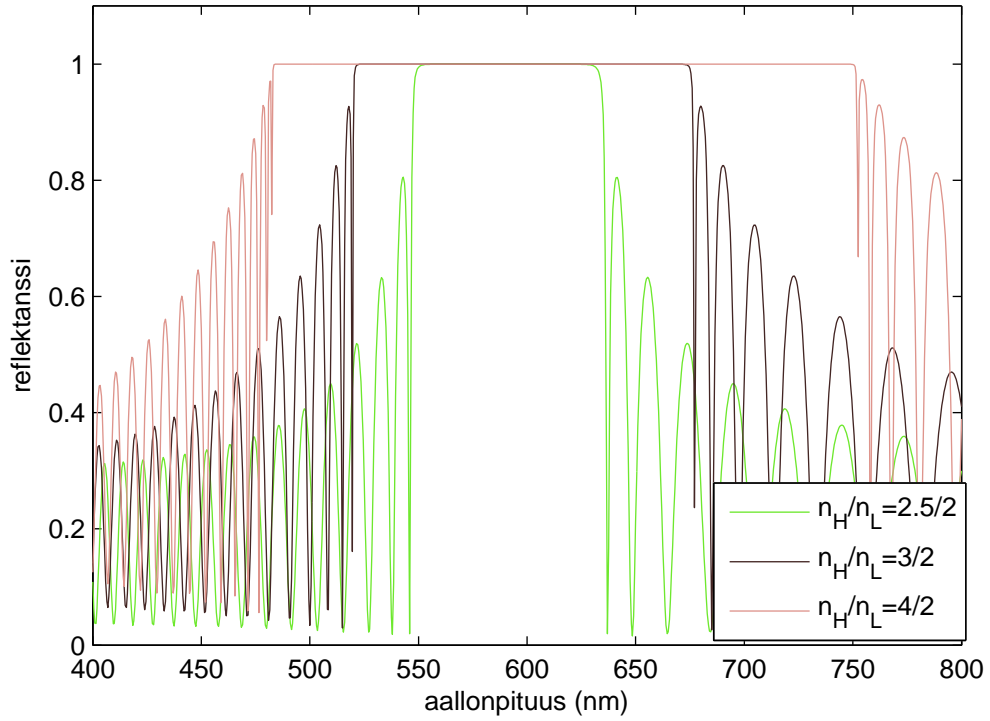


Kuva 4.1: Pakka ohutfilmejä substraatin päällä.

keskelle puolikkaan aallonpituuden mittainen kalvo, joka ikäänkuin päästää halutun aallonpituuden läpi. Tällaisen suotimen transmittanssijakauma on kuvassa 4.4. Kuvan 4.4 transmittanssijakauman tuottavassa kalvopakassa on 16 kalvoa, jonka jälkeen on paksumpi kalvo, ja tämän jälkeen taas 16 kalvoa. Asteikko on logaritminen, jotta pienemmätkin muutokset läpäisyn vahvuudessa nähdään helposti. Yhtälöä (3.46) tutkimalla huomataan, että kuvan 4.4 heijastusjakauman tuottavan rakennelman resoluutio on korkea, koska jopa logaritmisessä asteikossa piikin puoliarvoveveys on pieni.

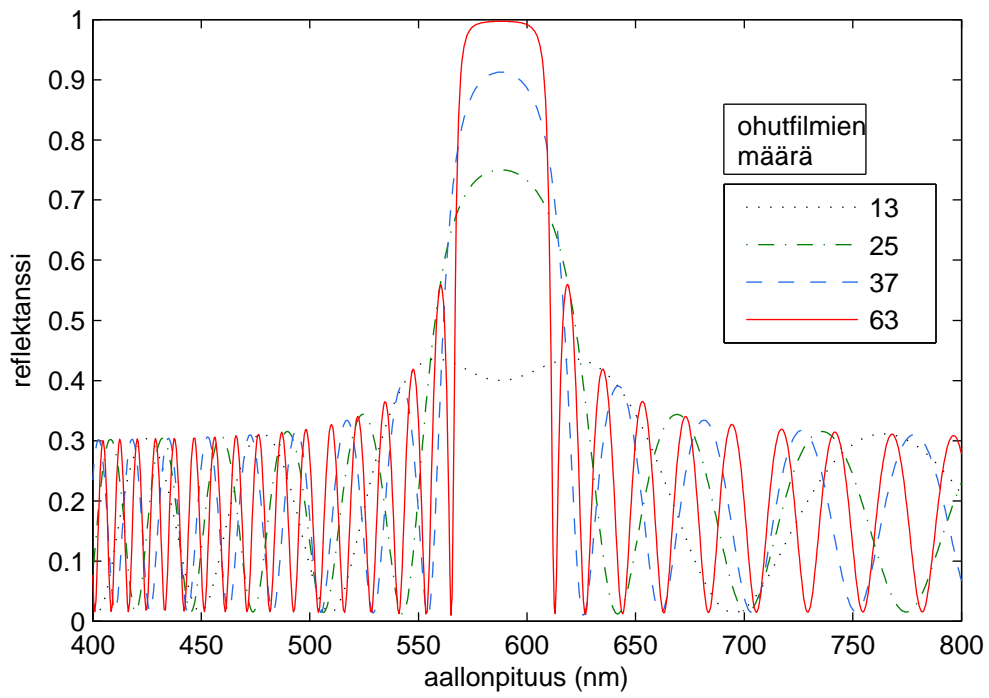
4.2 Diffaktiohilasuodin

Sellaisen diffraktiohilan, joka toimii ohuen kaistan optisena suotimena, parametrit etsittiin kirjallisuudesta. Sopivat parametrit löydettiin S. S. Wangin ja R. Magnussonin artikkelista [6]. Artikkelissa kuvaillaan hila, joka koostuu kahdesta 148 nm:n korkuisesta elementistä, joista toisella on permittiivisyys $\varepsilon_H = 4$ ja toisella $\varepsilon_L = 3.61$. Hila koostuu rivistä, jossa on kyseisiä elementtejä vuorotellen vierekkäin kuten kuvassa 4.5. Hilan periodi Λ on 350 nm. Hilaperiodin paksuudesta puolet on ε_L - ja

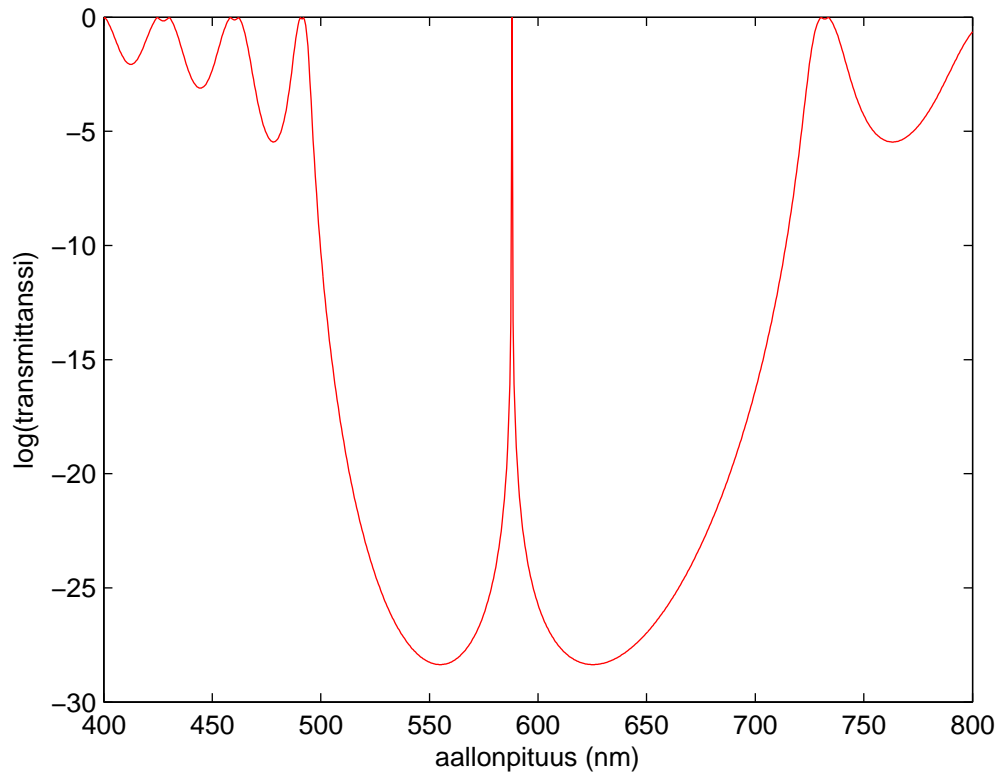


Kuva 4.2: Taitekertoimien suhteen vaikutus, kun ohutfilmejä on 65.

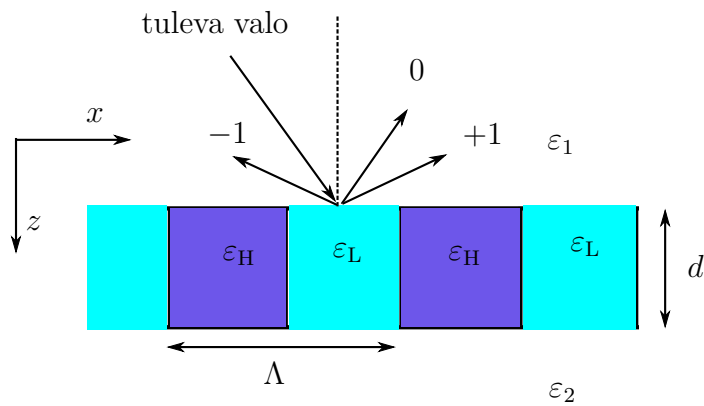
puolet ε_H -permittiivistä materiaalia. Tällaisella hilafiltterillä saadaan kuvan 4.6 kaltaisen heijastusjakauma.



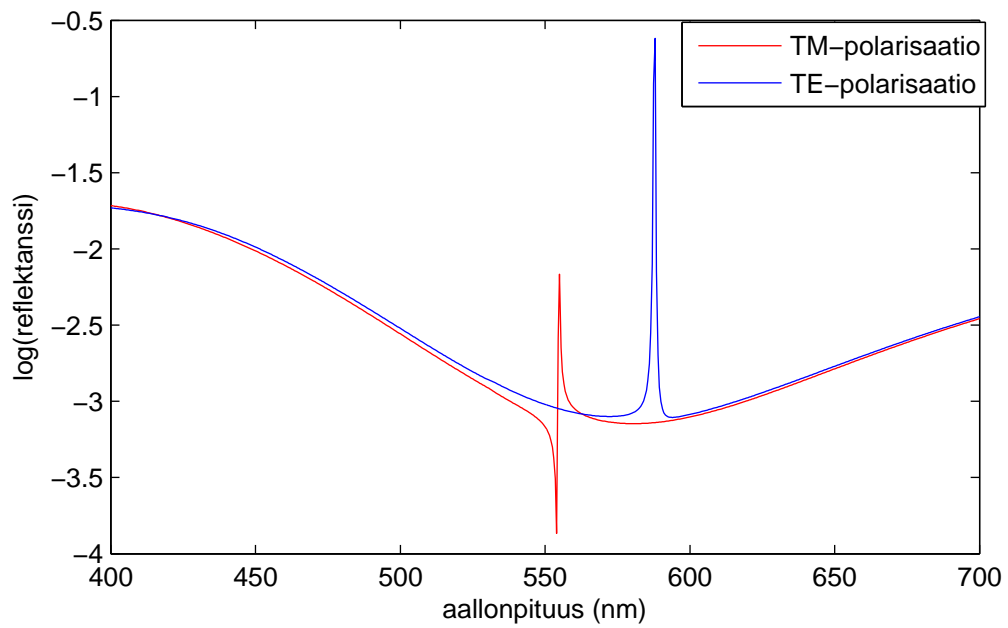
Kuva 4.3: Filmien määrän vaikutus reflektanssiin.



Kuva 4.4: Lämpäisevä ohutfilmisuodin, jossa taitekertoimet $n_H = 2.5$ ja $n_L = 1.5$.



Kuva 4.5: Diffraaktiohila, joka toimii suotimena



Kuva 4.6: Hilasuotimen logaritminen reflektanssi eri aallonpituuksilla.

Ohutfilmisuotimen suunnittelu

Tässä kappaleessa kuvaillaan ohutfilmipakasta valmistetun heijastavan kaistasuotimen suunnittelu sekä valmistus Itä-Suomen yliopiston puhdastiloissa.

Kuten edellisessä kappaleessa kävi ilmi, suurimpaan resoluutioon heijastavassa ohutkaistasuotimessa päästäisiin mahdollisimman pienellä taitekertoimien erotuksella ja suurella määrällä ohutfilmejä. Ohutkaistasuotimen vaatimaan pieneen taitekertoimien erotukseen päästäisiin käytännössä pelkästään, jos höyrystettäisiin samaa ainetta eri lämpötiloissa. Tämä kuitenkin veisi liian pitkän ajan, sillä jokaisen kerroksen välillä pitäisi antaa pakan jäähtyä, jotta lämpölaajeneminen ei särkisi pakkaa. Puhdastilojen laitteistoilla on mahdollista valmistaa ohutfilmejä taulukon 5.1 mukaisista materiaaleista.

Suodin päätettiin valmistaa materiaaleista SiO_2 ja Na_3AlF_6 eli piidioksidista ja kryoliitistä, sillä tällöin taitekertoimien erotus on sopivan pieni kaistasuotimen valmistamiseen, mutta ei niin pieni, että ohutfilmejä pitäisi valmistaa suuria määriä, jotta nähtäisiin merkittävä heijastus. Näiden materiaalien taitekertoimet ovat $n_{\text{SiO}_2} = 1.45 - 1.46$ [7] ja $n_{\text{Na}_3\text{AlF}_6} = 1.33$ [8] aallonpituudella 550 nm. Tällöin SiO_2 -kalvon paksuudeksi saadaan

$$\frac{\lambda}{4n_{\text{SiO}_2}} = 101 \text{ nm} \quad (5.1)$$

ja Na_3AlF_6 -kalvolle vastaavasti

$$\frac{\lambda}{4n_{\text{Na}_3\text{AlF}_6}} = 111 \text{ nm}. \quad (5.2)$$

Näillä valinnoilla saadaan kalvojen pinnoilta heijastuvat aallot interferoimaan konstruktiivisesti sillä aallonpituusalueella, jolle suodin on suunniteltu. Liitteessä A olevaa ohjelmaa käytettiin heijastusjakauman laskemiseksi aallonpituuden funktiona.

TAULUKKO 5.1

Itä-Suomen yliopiston puhdistiloissa ohutfilmien valmistukseen käytettyjä materiaaleja ja niiden taitekertoimia 550 nm aallonpituudella.

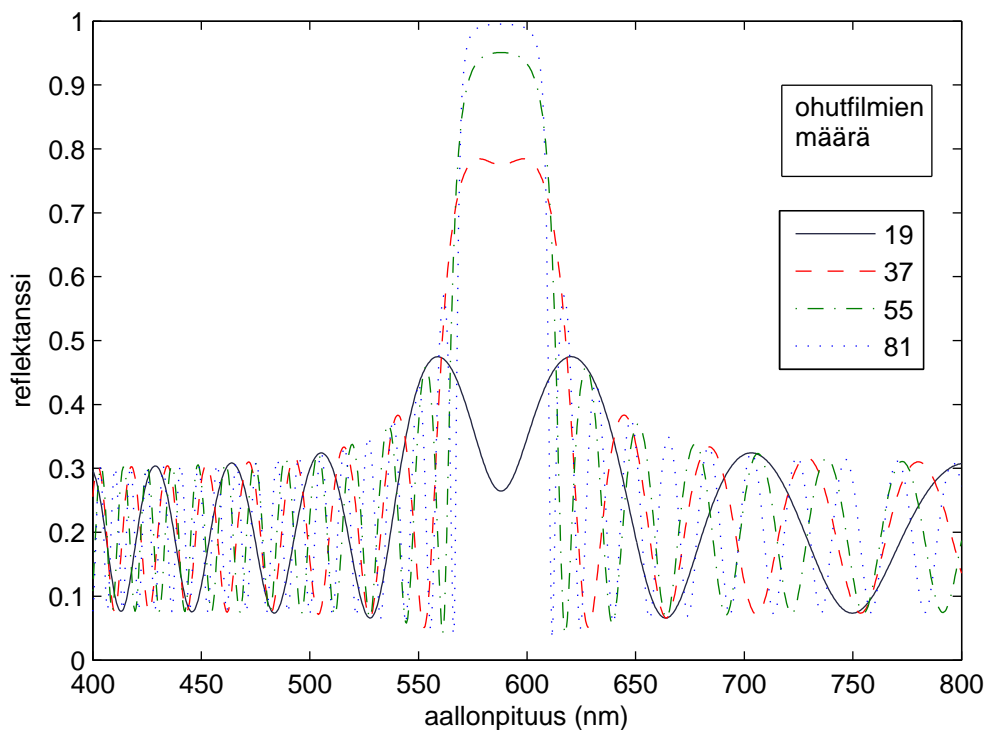
<i>materiaali</i>	taitekerroin
Na ₃ AlF ₆	1.33 [8]
MgF ₂	1.38 [9]
SiO ₂	1.45-1.46 [7]
MgO	1.736 [10]
Y ₂ O ₃	1.87 [9]
ZrO ₂	1.97-2.05 [9]
Ti ₃ O ₅	2.2-2.3 [9]
TiO ₂	2.3 [9]

Kuten kuvasta 5.1 nähdään, niin 81 kalvolla saataisiin melkein täydellinen heijastuminen 588 nm aallonpituudella. Koska 81 kalvon valmistaminen olisi liian työlästä, niin alustavasti suunniteltiin 9 kalvoparin suodinta. Filmiparien määrä ei ole tärkeä siksi, että tämän työn tarkoituksena on tutkia suotimen toimintaperiaatetta, eikä valmistaa suuren resoluution omaavaa suodinta. Materiaalien valitsemisen jälkeen tarkistettiin vastaavatko kirjallisuuden taitekerroinarvot mittaustuloksia. Tätä varten valmistettiin näytteet piidioksidista ja kryoliitistä. Ellipsometrillä tehtyjen mittaustulosten perusteella saadaan piidioksidin taitekerrointa kuvaavaksi yhtälöksi

$$n = \sqrt{1 + \frac{AE^2}{E_n^2}}, \quad (5.3)$$

missä n on taitekerroin, $A = 204.29 \pm 0.59 \text{ eV}^2$, $E_n = 13.554 \pm 0.018 \text{ eV}$ ja E on aallonpituutta vastaava energia elektronivoltteina. Woollam VASE [14] ellipsometrillä saatiin kryoliitin kertoimiksi $A = 87.204 \pm 1.37 \text{ eV}^2$ sekä $E_n = 11.074 \pm 0.0841 \text{ eV}$. Ellipsometrimittaukset suoritti yli-insinööri Pertti Pääkkönen. Nämä yhtälöt voidaan sijoittaa liitteessä A olevaan ohjelmaan, jolloin saadaan 33 filmille kuvan 5.2 kaltainen heijastusjakauma.

Koska mitattujen taitekertoimien erotus on hiukan suurempi kuin kirjallisuudesta saatujen, niin kuvaajan puoliarvoveveys kasvoi ja heijastuksen maksimi suureni.

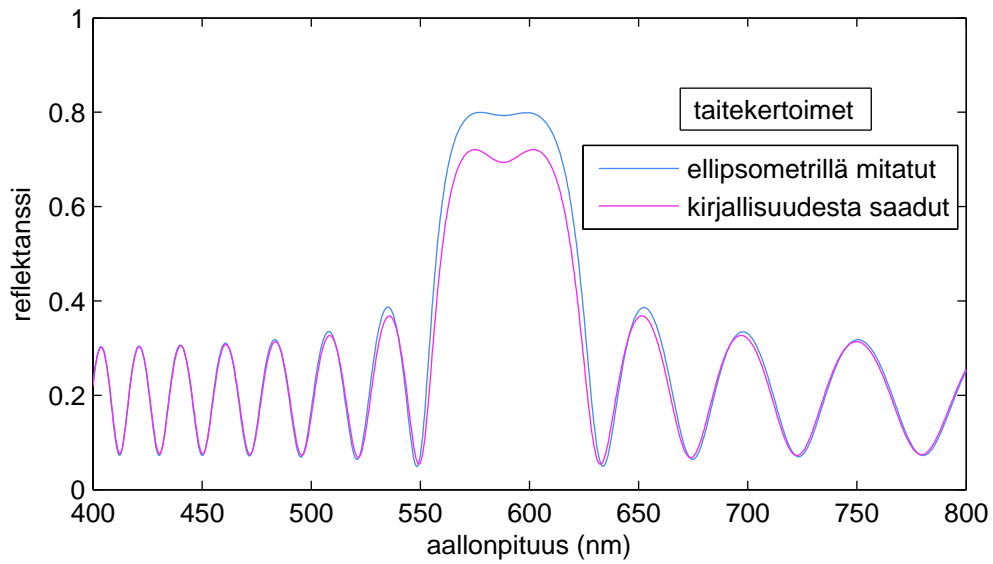


Kuva 5.1: Reflektanssi ohutfilmiparien määrän funktiona.

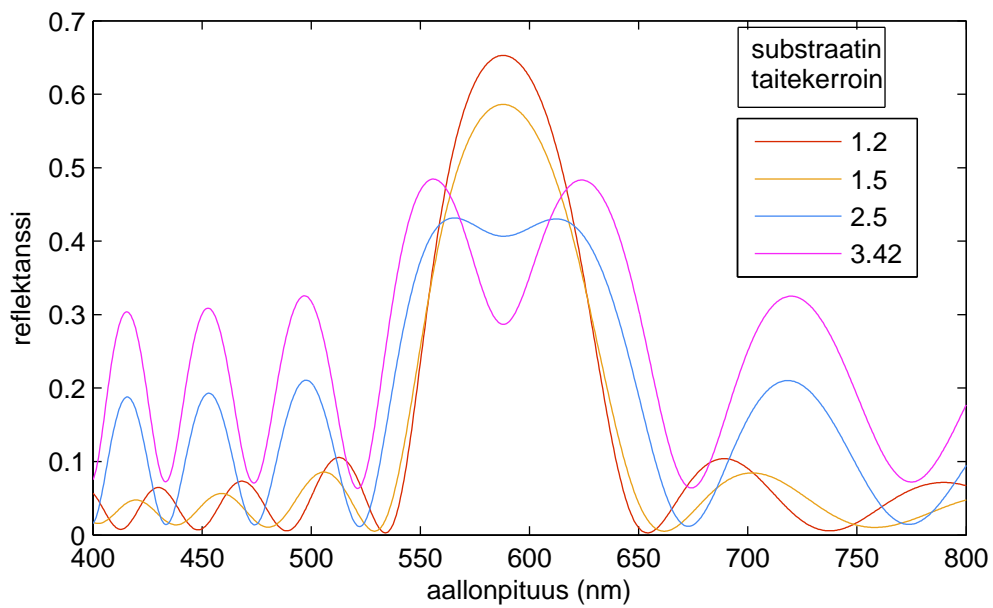
Filmipakasta muodostuva kaistasuodin täytyy höyrystää jonkin materiaalin päälle. Tätä materiaalia kutsutaan substraatiksi. Substraatin vaikutus on sitä pienempi, mitä enemmän pakassa on filmipareja. Tämä johtuu siitä, että kun pakassa on suuri määrä filmejä, niin suurin osa valosta on heijastunut ennen kuin valo saapuu substraatille. Työssä päätettiin tehdä 19 ohutfilmiä, jolloin substraatin taitekerroin vaikuttaa vielä heijastuskäyrään. Kuvasta 5.3 nähdään substraatin taitekertoimen vaikutus heijastuskäyrään.

Substraatti päätettiin valmistaa piistä, koska sillä on taitekerroin luokkaa 3.42. Tämän valinnan luultiin antavan korkean heijastusmaksimin verrattuna kuvan 5.3 muihin taitekertoimiin virheellisen suunnittelun takia. Tämä virhe johtui liitteen A koodissa olevasta virheestä. Korjauksen jälkeen kuvasta 5.3 huomataan, että matalampi taitekerroin olisi ollut parempi kaistasuotimen valmistamiseen.

Valmistusprosesseista johtuen tiedettiin, että kalvojen paksuuksia ei saada täydellisesti valmistettua halutun paksuisiksi. Taitekertoimien määrittystä varten val-

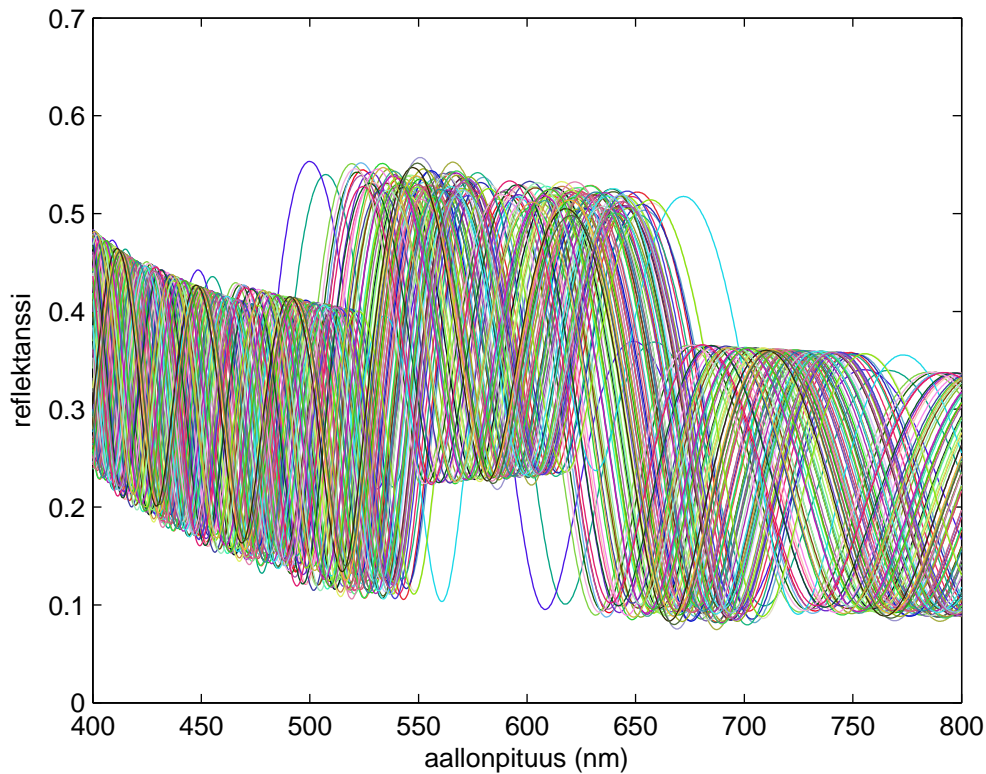


Kuva 5.2: Ellipsometrillä mitattuilla sekä kirjallisuudesta saaduilla taitekertoimilla laskettu reflektanssi.



Kuva 5.3: Substraatin taitekertoimen vaikutus heijastuskäyrään.

mistetuista näytteistä havaittiin, että kalvojen paksuudet vaihtelevat kutakuinkin satunnaisesti. Tämän vaikutuksen mallintamista varten muokattiin liitteessä A olevaa ohjelmaa siten, että lisättiin filmien paksuuksiin satunnaista vaihtelua. Kuvassa 5.4 on 100 kertaa ajettu ohjelma A satunnaisella vaihtelulla filmien paksuudessa. Kuvassa 5.4 on käytetty piidioksidifilmin paksuutena 100 nm, kryoliittifilmin paksuutena 110 nm, sekä ohutfilmien määränä 19 kerrosta, piidioksidin ollessa ensimmäinen kerros substraatin päällä ja viimeinen kerros ennen ilmaa.

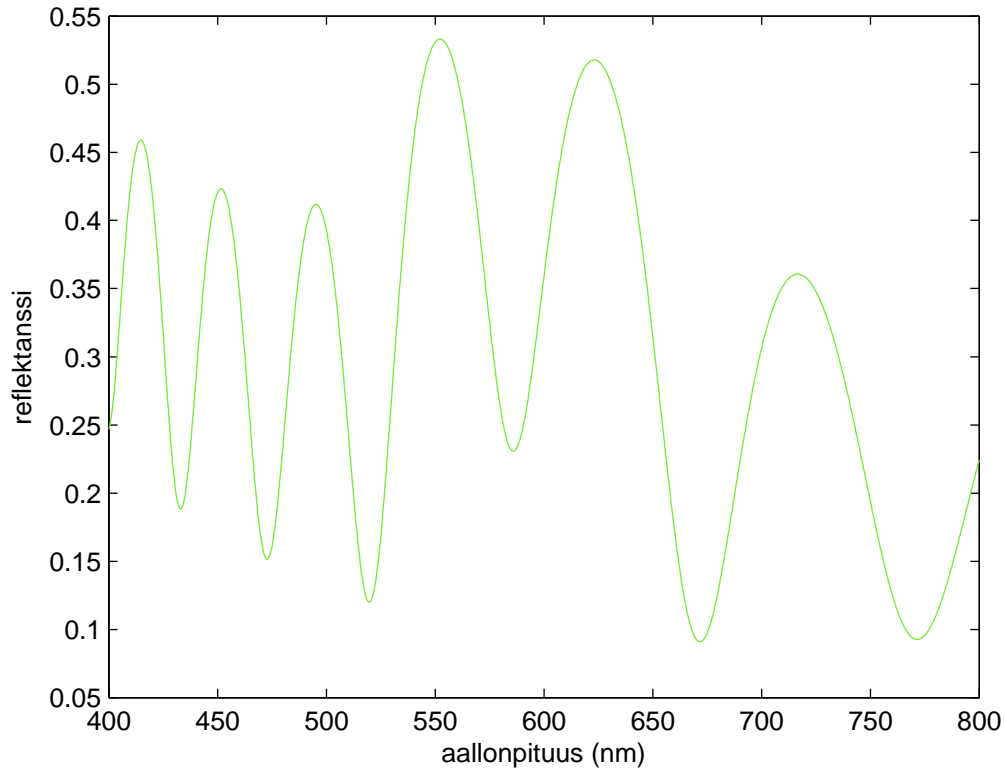


Kuva 5.4: 100 erilaista mahdollista heijastuskäyrää, kun filmien paksuudet vaihtelevat keskihajonnalla 5 nm.

Kuten kuvasta 5.4 nähdään, niin satunnaisuuden vaikutuksesta kerrosten paksuudessa heijastuksen maksimi voi liikkua oikealle tai vasemmalle aallonpituusakselilla. Heijastuskäyrän maksimin puoliarvoveveys voi myös muuttua satunnaisuuden vaikutuksesta, kuten myös maksimiheijastuksen arvo. Kuvasta 5.4 nähdään, että jo

5 nm satunnainen vaihtelu filmien paksuuksissa vaikuttaa siten, että valmistettu filmipakka ei toimi suotimena halutun aallonpituuden ympäristössä.

Suunnittelun tuloksena päätettiin valmistaa ohutfilmipakka piisubstraatin päälle, missä piidioksidikerroksen paksuus on 100 nm, kryoliittikerroksen paksuus 110 nm ja ohutfilmien määrä on 19. Näillä valinnoilla ohutfilmipakan heijastuksen tulisi olla kuvan 5.5 kaltainen.



Kuva 5.5: Suunnitellun ohutfilmipakan laskettu heijastusjakauma.

Seuraavassa kappaleessa kuvaillaan valmistusprosessia sekä karakterisoidaan saatu ohutfilmipakka.

Valmistus ja karakterisointi

Tässä kappaleessa kuvaillaan ensin ohutfilmien höyrystysprosessia sekä laitteistoa, ja lopuksi verrataan valmistetun ohutfilmipakan spektrofotometrillä mitattua heijastusjakaumaa laskennallisella menetelmällä saatuun heijastusjakaumaan.

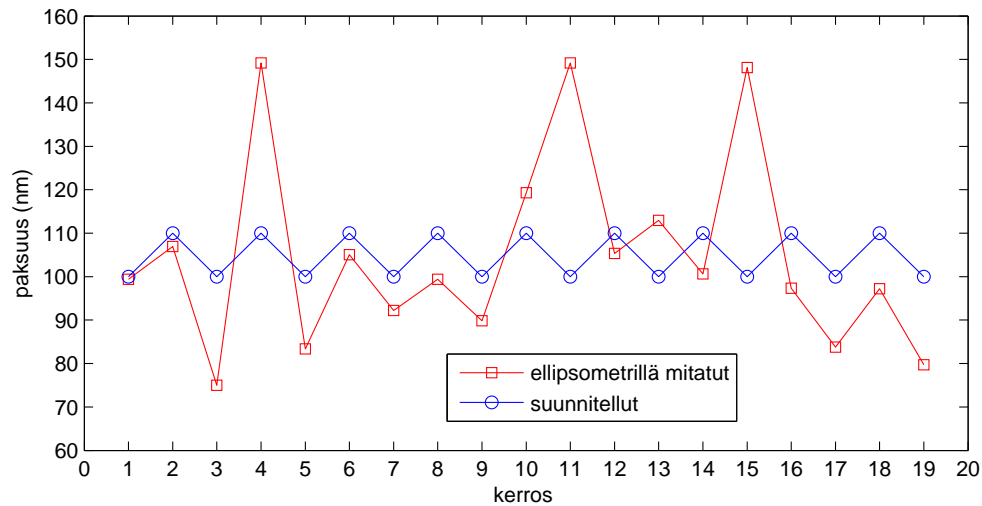
6.1 Valmistus

Ohutfilmipakan valmistuksen suoritti projektitutkija Olga Svirko. Ohutfilmipakkoja päätettiin valmistaa kaksi, jolloin yksi pakka voi särkyä ilman että valmistusprosessi joudutaan aloittamaan alusta. Tällöin myös pystytään katkaisemaan toinen näyte filmikerroksien kuvausta varten ja käyttämään toista spektrofototrimittauksissa. Ohutfilmien valmistustavat voidaan karkeasti jakaa kolmeen luokkaan joita ovat lämpöhöyrystys(fysikaalinen pinnoittaminen), sputterointi ja kemiallinen pinnoittaminen [11]. Filmipakka valmistettiin fysikaalisella höyrystysmenetelmällä ja erityisesti elektronisuihkumenetelmää käyttämällä. Tässäkin höyrystystavassa on monia eri menetelmiä, millä saadaan ohjattua elektronisuihku höyrystettävään näytteeseen. Tässä työssä elektronisuihku ohjataan näytteeseen käyttäen magneettikenttää, sekä jännitettä jolla kiihdytetään elektronit magneettikenttään. Elektronit menettävät energiansa nopeasti höyrystettävässä materiaalissa, jolloin niiden etenemismatka materiaalissa riippuu elektronin energiasta sekä materiaalin atomien järjestysluvusta [11]. Tällöin materiaalin pinta muuttuu sulaksi tipaksi ja höyrystyy. Joillakin materiaaleilla sulaminen tapahtuu rakeen sisällä, jolloin vaarana on että kaasu muodostuu rakeen sisälle ja rae räjähtää(roiskahtaa). Työssä käytetyt kryoliitti sekä piidioksidi ovat kuitenkin hyvin elektronisuihkuhöyrystykseen sopivia materiaaleja [12]. Näytteen höyrystämiseen käytettiin Kurt J. Lesker Lab 18 [13] laitteistoa.

Näytteen valmistus tapahtuu seuraavasti. Substraatit puhdistetaan asetonilla ennen höyrystyskammioon asettamista. Substraatit sekä piidioksidi- että kryoliittirakeet asetetaan höyrystyskammioon. Höyrystyskammioon imetään tyhjiö, joka on luokkaa 4.7×10^{-7} Torr. Kun saavutetaan sopiva paine, aloitetaan ensin piidioksidin höyrystys, mikä tapahtuu ohjaamalla elektronisuihku piidioksidirakeisiin käyttäen magneettikenttää sekä noin 10 kV käyttöjännitettä. Näytteitä pyöritetään höyrystyksen aikana, jotta piidioksidi leviäisi substraatin pintaan tasaisesti. Höyrystysaika sopivan kerrospaksuuden saavuttamiseksi lasketaan käyttäen ns. tooling factoria, joka määritetään testinäytteillä. Tämän jälkeen toistetaan sama prosessi kryoliitille ja sitten taas piidioksidille ja niin edelleen, kunnes filmipakka on valmis.

6.2 Karakterisointi

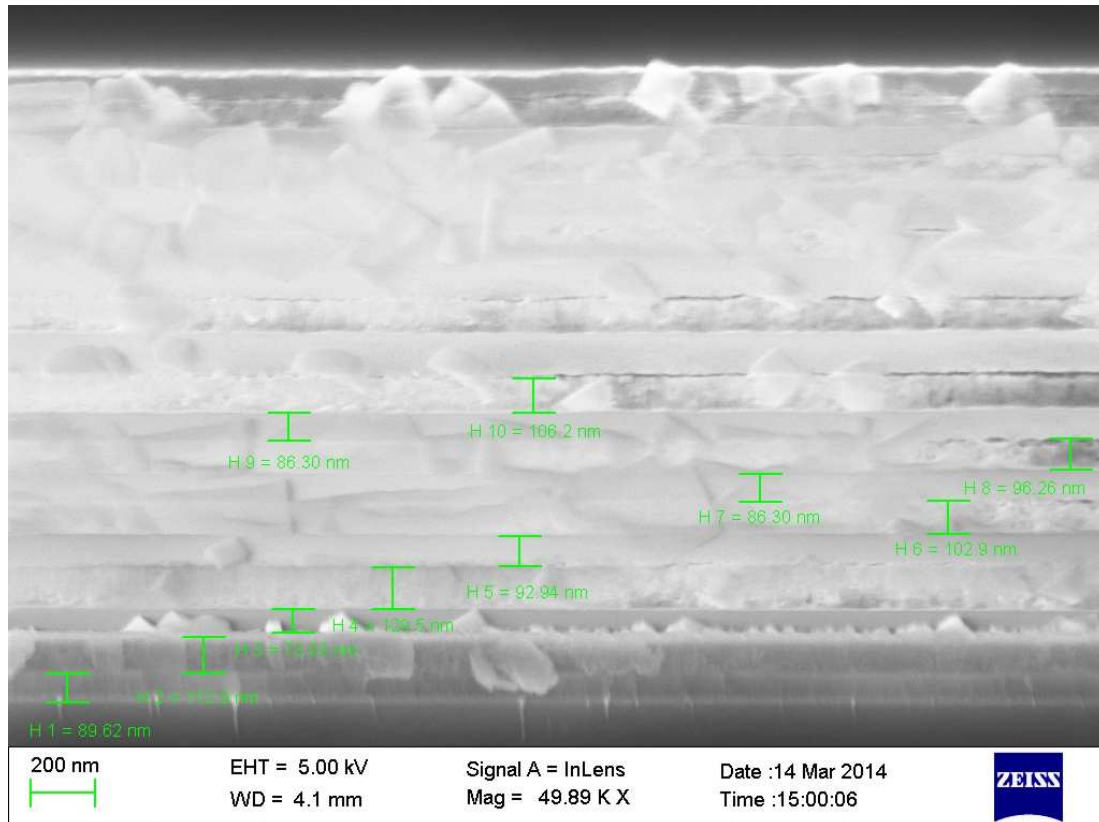
Toistaiseksi tuntemattomista valmistusteknisistä syistä kalvojen paksuudet vaihtelivat kymmeniä nanometrejä kalvosta toiseen. Kuvassa 6.1 on tavoitepaksuudet sekä ellipsometrillä mitatut valmistetun filmipakan paksuudet. Toinen näytteistä katkais-



Kuva 6.1: Ellipsometrillä mitatut sekä suunnitellut filmien paksuudet (kerros 1 on substraatin päällä.)

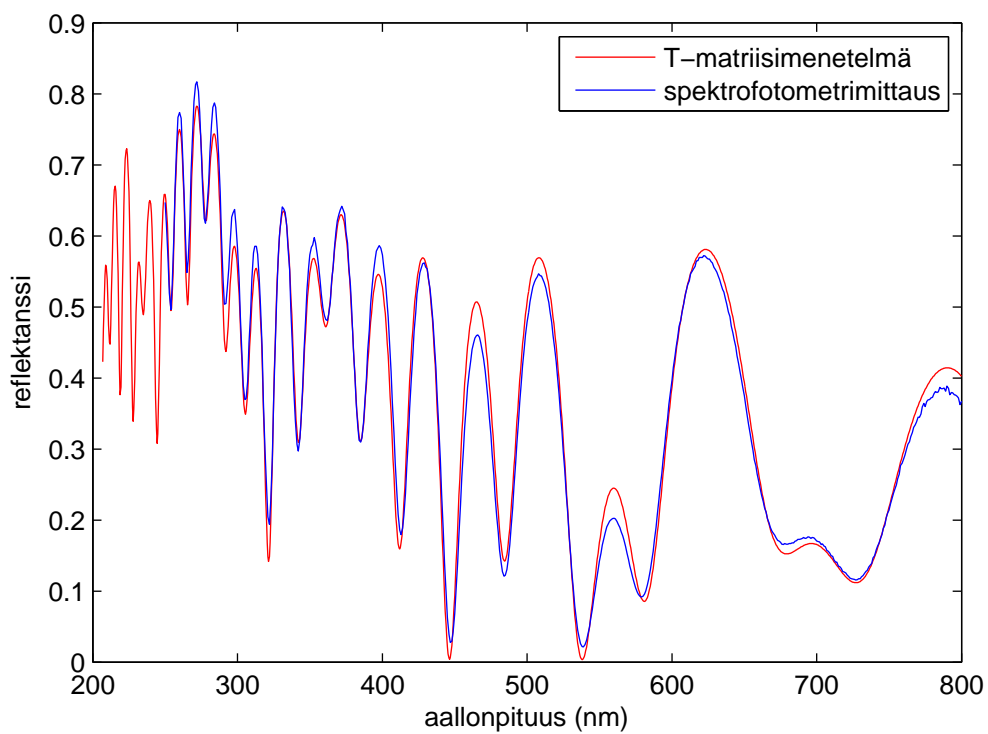
tiin ja sen leikatusta pinnasta otettiin kuva SEM Leo 1550 Gemini [15] elektronimikroskoopilla, jotta saatiin varmuus filmien paksuuksista. Tätä varten katkaistuun

pintaan höyrystettiin johtavaa materiaalia. Katkaisun ja kuvauksen suoritti projektitutkija Janne Laukkanen. SEM-kuvauksessa saadut ohutfilmien paksuudet olivat samaa luokkaa kuin ellipsometrillä saadut, kuten kuvasta 6.2 näkyy.



Kuva 6.2: Elektronimikroskoopilla otettu kuva filmipakan poikkipinnasta.

Kalvojen paksuuksien vaihtelun tiedettiin vaikuttavan filmipakan heijastusjakamaan merkittävästi. Heijastusjakauma mitattiin Perkin Elmer spektrofotometrillä. Mittauksen suoritti projektitutkija Hemmo Tuovinen. Kuvassa 6.3 nähdään spektrofotometrillä sekä T-matriisimenetelmällä saatu heijastusjakauma. Teoreettinen eli T-matriisimenetelmällä saatu heijastusjakauma laskettiin muokkaamalla liitteen A ohjelmaa siten, että voitiin valita jokaisen kalvon paksuus sekä valon tulokulma. Valon tulokulma täytyi pystyä määrittämään siksi, että spektrofotometrillä ei voitu mitata nollatulokulmaa vaan pienimmillään 8 asteen tulokulma. T-matriisimenetelmässä [4] voidaan tulokulma sisällyttää aaltoluvun komponenttiin, joka on samansuuntainen pinnan normaalin kanssa. Tämä komponentti pienenee tulokulman kasvaessa suh-



Kuva 6.3: Spektrofotometrillä sekä T-matriisimenetelmällä saatu heijastusjakauma valmistetulle filmipakalle.

teessa valon kulkemaan matkaan filmissä, mistä johtuen komponentti saadaan kertomalla nollatulokulman aaltoluku termillä $\cos \theta$, missä θ on tulokulma.

Yhteenvetona voidaan todeta, että sekä ohutfilmeistä että diffraktiohiloista pystytään valmistamaan heijastavia ja läpäiseviä suotimia. Heijastavan suotimen tapauksessa diffraktiohilalla päästään pienemmällä määrällä kerroksia samaan tarkkuuteen kuin ohutfilmeillä. Diffraktiohilan valmistukseen tarvitaan kuitenkin höyrystyslaitteiston lisäksi esimerkiksi elektronisädelitografiaa. Ohutfilmisuotimen valmistamisen lisäksi myös sen toimintaperiaatteen ymmärtäminen teoreettisesti on yksinkertaisempaa kuin diffraktiohilasuotimen. Vaikka ei saatukaan valmistettua toimivaa ohutfilmisuodinta, niin voitiin havaita että teoria täsmää hyvin todellisuutta valmistetun ohutfilmipakan karakterisoinnin avulla.

- [1] H. A. Macleod *Thin-Film Optical Filters, 4th ed.* (CRC Press, Boca Raton, 2010).
- [2] E. Hecht *Optics, 4th ed.* (Addison Wesley, San Francisco, 2002).
- [3] H. D. Young and R. A. Freedman *University Physics With Modern Physics, 10th ed.* (Addison Wesley, San Francisco, 2002).
- [4] L. Li "Bremmer series, R-matrix propagation algorithm, and numerical modeling of diffraction gratings," *J. Opt. Soc. Am. A* **11**, 2829–2836 (1994)
- [5] M. Kuittinen ja J. Tervo *Matlab-koodit eigml_te ja eigml_tm* (Joensuu, 1994).
- [6] S. S. Wang ja R. Magnusson "Design of waveguide-grating filters with symmetrical line shapes and low sidebands," *Optics Letters*, Vol. 19, No. 12 919, June 15, (1994).
- [7] <http://www.opto-tec.com/Product-80.html>
voimassa 18.2.2014.
- [8] <http://www.opto-tec.com/Product-141.html>
voimassa 18.2.2014.
- [9] <http://www.opto-tec.com> voimassa
18.2.2014.

- [10] <http://en.wikipedia.org/wiki/MgO>
voimassa 24.2.2014.
- [11] K. L. Chopra *Thin Film Phenomena* (McGraw-Hill INC, New York, 1979).
- [12] http://www.lesker.com/newweb/deposition_materials/MaterialDeposition.cfm?pgid=0
voimassa 26.3.2014.
- [13] http://www.lesker.com/newweb/Vacuum_systems/deposition_systems_pvd_lab18.cfm
voimassa 23.3.2014.
- [14] http://www.jawoollam.com/vase_home.html
voimassa 23.3.2004.
- [15] <http://microscopy.wisc.edu/equipment/leo-1530-1-fesemedsebsd> voimassa
23.3.2014.

Ohjelma ohutfilmipakan diffraktiotehokkuuden laskemiseen

```
function y=Tmatrjakso3(N)
H=100;
L=110;
for wl=400:0.5:800

    ev=1240/wl;
    A1=189.76;
    En1=15.927;
    nL=sqrt( 1 + A1 / (En1^2 - ev^2));
    En2=13.087;
    A2=195.05;
    nH=sqrt( 1 + A2 / (En2^2 - ev^2));
    nS=abs(sin(wl));
    gH=nH*2*pi/wl;
    gL=nL*2*pi/wl;
    ga=2*pi/wl;
    gS=nS*2*pi/wl;
    fHp=exp(1i*gH*H);
    fHn=exp(-1i*gH*H);
    fLp=exp(1i*gL*L);
    fLn=exp(-1i*gL*L);
    fSp=exp(1i*gS*500000);
    bH=fHp^2;
```



```

bL=fLp^2;
bS=fSp^2;
Ta=(fHn/(2*ga))*[ga+gH bH*(ga-gH); ga-gH bH*(ga+gH)];
T1=(fLn/(2*gH))*[gH+gL bL*(gH-gL); (gH-gL) bL*(gH+gL)];
T2=(fHn/(2*gL))*[gH+gL bH*(gL-gH); (gL-gH) bH*(gH+gL)];
TS=(1/(2*gH))*[gH+gS bS*(gH-gS); (gH-gS) bS*(gH+gS)];
Tp=T1*T2;
TP=Tp^N;
T=Ta*TP*TS;
a(2*wl-799)=(abs(T(2,1)/T(1,1)))^2;
end
for wl=400:0.5:800

nS=abs(si_nk(wl));
kH=(nH*2*pi/wl);
kL=(nL*2*pi/wl);
kS=(nS*2*pi/wl);
gH=kH/nH^2;
gL=kL/nL^2;
ga=2*pi/wl;
gS=kS/nS^2;
fHp=exp(1i*kH*H);
fHn=exp(-1i*kH*H);
fLp=exp(1i*kL*L);
fLn=exp(-1i*kL*L);
fSp=exp(1i*kS*500000);
bH=fHp^2;
bL=fLp^2;
bS=fSp^2;
Ta=(fHn/(2*ga))*[ga+gH bH*(ga-gH); ga-gH bH*(ga+gH)];
T1=(fLn/(2*gH))*[gH+gL bL*(gH-gL); (gH-gL) bL*(gH+gL)];
T2=(fHn/(2*gL))*[gH+gL bH*(gL-gH); (gL-gH) bH*(gH+gL)];
TS=(1/(2*gH))*[gH+gS bS*(gH-gS); (gH-gS) bS*(gH+gS)];
Tp=T1*T2;

```

```
TP=Tp^N;  
T=Ta*TP*TS;  
b(2*wl-799)=(abs(T(2,1)/T(1,1)))^2;  
end  
plot([400:0.5:800],[a+b]/2,'color',[rand rand rand])  
xlabel('aallonpituus (nm)')  
ylabel('reflektanssi')  
hold on
```

Ohjelma hilan diffraktiotehokkuuden laskemiseen

```
function y=grating(n1,n3,nh,nl,d,zl,tpl)

    for wl=400:0.5:700

        [RE,TE,REA,TEA]=eigml_te(n1,n3,[nh nl],0,wl,d,zl,(-20:20),tpl);
        [REm,TEm,REAm,TEAm]=eigml_tm(n1,n3,[nh nl],0,wl,d,zl,(-20:20),tpl);
        a(2*wl-799)=REm(21,1);
        b(2*wl-799)=RE(21,1);
    end
    c=log(a);
    d=log(b);
    hold on
    plot([400:0.5:700],(c),'r')
    plot([400:0.5:700],(d),'b')
```