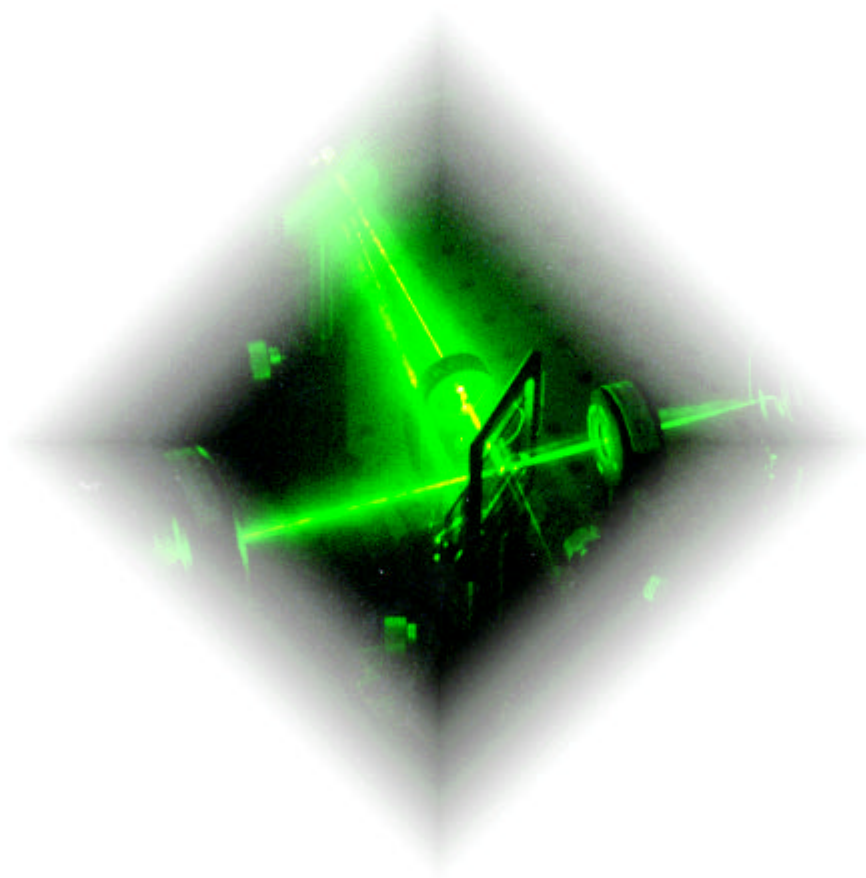


Peter Senneryd

Förångning av tunna metallfilmer med laserstrålning

En studie av lämpliga metaller och filmtjocklekar i optiska säkringar



TOTALFÖRSVARETS FORSKNINGSINSTITUT

Sensorteknik

Box 1165

581 11 Linköping

FOI-R--0068--SE

Mars 2001

ISSN 1650-1942

Vetenskaplig rapport

Peter Senneryd

Förångning av tunna metallfilmer med laserstrålning

En studie av lämpliga metaller och filmtjocklekar i optiska säkringar

Utgivare Totalförsvarets Forskningsinstitut - FOI Sensorteknik Box 1165 581 11 Linköping	Rapportnummer, ISRN FOI-R--0068--SE	Klassificering Vetenskaplig rapport
	Forskningsområde 6. Telekrig	
	Månad, år Mars 2001	Projektnummer E3021
	Verksamhetsgren 5. Uppdragsfinansierad verksamhet	
	Delområde 61 Telekrigföring med EM-vapen och skydd	
Författare/redaktör Peter Senneryd	Projektledare Sören Svensson	
	Godkänd av 	
	Tekniskt och/eller vetenskapligt ansvarig Hans Kariis	
Rapportens titel Förångning av tunna metallfilmer med laserstrålning En studie av lämpliga metaller och filmtjocklekar i optiska säkringar		
Sammanfattning (högst 200 ord) En optisk säkring består av en tunn metallfilm som reflekterar vanligt ljus, men som skadas då ljusintensiteten blir för stark, så att ljuset inte längre reflekteras. Optiska säkringar kan användas för att skydda ögon eller sensorer mot farlig laserstrålning. För att en metallfilm ska vara lämplig att använda i en optisk säkring ska den ha hög reflektans för vanligt ljus, men mycket snabbt skadas så att reflektansen blir låg då den utsätts för farligt ljus. I examensarbetet har olika metaller och filmtjocklekar undersökts för att hitta lämpliga filmer för detta ändamål. Detta har gjorts genom att göra simuleringar bland annat av hur snabbt olika metallfilmer förångas. Utifrån simuleringarna valdes att undersöka aluminium och tenn närmare. Ett antal filmer tillverkades genom sputtring och reflektanserna mättes i en spektrometer. Därefter utsattes filmerna för laserpulser där inkommande, reflekterad och transmitterad ljusenergi mättes. Resultaten visar att tenn förångas snabbare än aluminium och är därmed mycket intressant för användning i optiska säkringar. Lämpliga filmtjocklekar ligger på i storleksordningen ett par tiotal nanometer, och beror på metall och krav på reflektans för vanligt ljus.		
Nyckelord laser laserskydd optisk säkring förångning tunna metallfilmer		
Övriga bibliografiska uppgifter Även utgiven som examensarbete vid Linköpings Universitet: LiTH-IFM-Ex-699	Språk Svenska	
ISSN 1650-1942	Antal sidor: 87 s.	
Distribution enligt missiv	Pris: Enligt prislista Sekretess	

Issuing organization FOI – Swedish Defence Research Agency Sensor Technology P.O. Box 1165 SE-581 11 Linköping	Report number, ISRN FOI-R--0068--SE	Report type Scientific report
	Research area code 6. Electronic Warfare	
	Month year March 2001	Project no. E3021
	Customers code 5. Contracted Research	
	Sub area code 61 Electronic Warfare, Electromagnetic Weapons	
Author/s (editor/s) Peter Senneryd	Project manager Sören Svensson	
	Approved by 	
	Scientifically and technically responsible Hans Kariis	
Report title (In translation) Evaporation of Thin Metal Films by Laser Radiation		
Abstract (not more than 200 words) An optical fuse contains a thin metal film that reflects ordinary light, but is damaged when the light intensity becomes too high, so that the light no longer reflects. Optical fuses can be used to protect eyes or sensors against dangerous laser radiation. In order to be suitable for use in an optical fuse, a metal film should have high reflectance when exposed to ordinary light intensities, but very quickly get damaged, so that the reflectance becomes low when exposed to dangerous light levels. In this diploma work, different metals and film thicknesses have been investigated, to find suitable films for this purpose. This has been done by making simulations of for instance how quickly different metal films are vaporised. From those simulations aluminium and tin were chosen for a closer study. A number of films were made, and the reflectances were measured in a spectrometer. Then the films were exposed to laser pulses where the incoming, reflected and transmitted light energy was measured. The results show that tin is vaporised faster than aluminium and therefore is a very interesting metal for use in optical fuses. Suitable film thicknesses are of the order of a couple of tens of nanometers and depend on the metal and the demands on the reflectance of ordinary light.		
Keywords laser protection optical fuse evaporation thin metal films		
Further bibliographic information Also published at Linköping University: LiTH-IFM-Ex-966	Language Swedish	
ISSN 1650-1942	Pages 87 p.	
	Price acc. to pricelist Security classification	

Förord

Detta examensarbete är utfört på Totalförsvarets forskningsinstitut, FOI, avdelningen för sensorteknik, institutionen för signaturmaterial. Arbetet var en del i ett större projekt om laserskydd på FOI och är också en del i min civilingenjörsutbildning i Teknisk Fysik och Elektroteknik på Linköpings Tekniska Högskola. Arbetet har varit både intressant och lärorikt.

Jag vill tacka alla på institutionen och övriga FOI för den hjälp jag fått och för den trevliga atmosfär som finns här och som jag fått jobba i. Speciellt vill jag tacka min handledare Hans Kariis för all möjlig hjälp och vägledning, Anders Eriksson för den hjälp jag fått med mätningarna vid lasern och Mikael Georgson för hjälp med sputtringen. Ett stort tack vill jag också rikta till min far, Bertil Senneryd, som kommit med många goda kommentarer och förslag och till min mor, Ingalill Senneryd, för korrekturläsning. Dessutom tackar jag min examinator, Ulf Helmersson och sist men inte minst min opponent, Örjan Andersson.

Innehållsförteckning

FÖRORD	4
INNEHÅLLSFÖRTECKNING	5
INLEDNING	7
BAKGRUND	7
Varför laserskydd?	7
Olika typer av laserskydd	7
Tidigare försök	9
PROBLEMSTÄLLNING	9
SYFTE	10
METOD	10
AVGRÄNSNING	11
DISPOSITION	11
TEORI	13
LASER	13
Stimulerad emission	13
Laserns uppbyggnad	14
Laserns egenskaper	16
Fokusering	17
SIMULERING	18
Reflektion i tunna filmer	18
Förångning av tunna metallfilmer med laserstrålning	19
SPUTTRING	22
Sputterprocessen	22
Ett vanligt DC-sputtersystem	24
EXPERIMENT OCH RESULTAT	27
SIMULERING	27
Reflektansen	27
Förångningshastigheten	28
Diskussion	30
SPUTTRING	30
Experimentuppställning	30
Metod	31
Resultat och diskussion	32
LASERBESKJUTNING	35
Experimentuppställning	35
Metod	37
Resultat och diskussion	40
SLUTDISKUSSION	49
SLUTSATSER	51
REFERENSER	53
BILAGOR	55
BILAGA A - GRAFER ÖVER HUR REFLEKTANSEN VARIERAR MED FILMTJOCKLEKEN	56
BILAGA B - FILMTJOCKLEK SOM FUNKTION AV TIDEN VID LASERBESTRÅLNING	70
BILAGA C - MATLAB-KODEN UTRÄKNING AV REFLEKTANSEN SOM FUNKTION AV FILMTJOCKLEKEN	79
BILAGA D - MATLAB-KOD HUR FILMTJOCKLEKEN VARIERAR MED TIDEN VID LASERSTRÅLNING	81

Inledning

Bakgrund

Varför laserskydd?

Det finns idag en enorm mängd lasrar på marknaden, såväl militära som civila. Dessa används i de mest skilda sammanhang. Det kan vara som avståndsmätare eller som laserpekare. De används för måligenkänning och vid materialbearbetning, i ljusshower och i CDspelare, för att ge några exempel. Även om det inte är det ursprungliga syftet, kan många lasrar lätt användas för att störa ut, skada eller helt förstöra ögon eller sensorer, vilket gör dem till farliga vapen. Det är troligt att användning av laserteknik blir ett av de viktigaste hjälpmedlen för att hitta och sikta på linssystem på framtidens slagfält [1]. Detta gör det viktigt att få sensorer och linssystem svåra att upptäcka, men även att skydda dem mot laserstrålning. Framförallt härrör laserhotet från motståndare i en krigssituation, terrorister eller från andra kriminella handlingar, men även den egna utrustningen kan utgöra en fara vid till exempel övningar eller laboratoriearbete [2].

Anledningen till att lasrar lätt kan störa ut eller förstöra ögon och sensorer är den höga ljusintensitet de kan sända ut. I fallet för ögat räcker inte de naturliga skyddsmekanismerna, som blinkreflexen, till för att skydda mot denna artificiella ljuskälla. För att bedöma laserljusets farlighet kan man använda sig av begreppet MTE. MTE står för maximal tillåten exponering av laserstrålning ur arbetarskyddssynpunkt [3]. Man kan göra följande jämförelse: Den tid, 0,25 s, som används på flera ställen kommer från reaktionstiden för blinkreflexen. Att titta på en matt glödlampa i 0,25 s på en meters håll ger 0,0001 MTE och att titta på solen i 0,25 s ger 0,7 MTE. En laserpekpena (0,5 mW, en diameter på 1 mm, divergens på 3 mrad) ger 0,5 MTE om man tittar in i den i 0,25 s på en meters håll, medan en 30 nanosekunders puls av en avståndsmätlaser (1 MW, en diameter på 2 cm, divergens på 2 mrad) ger 2000 MTE på en meters håll. [4]

Att just ögat är så utsatt beror inte så mycket på att vävnaden inuti i ögat är känsligare för ljus än huden utan på att ögats lins fokuserar ljuset på näthinnan och ökar intensiteten med omkring 200 000 gånger [4].

Laserstrålar har ofta mycket liten divergens. Detta gör dem farliga även på mycket långt avstånd.

Olika typer av laserskydd

Ett bra laserskydd ska tillåta en stor del av ljuset i hela spektrat att nå ögat eller sensorn, då inget farligt laserljus träffar skyddet. När laserljus med farlig intensitet faller in mot skyddet ska skyddet se till att högst en viss, ofarlig, energi passerar. Denna omställning, från att släppa igenom stor del av det infallande ljuset till att inte göra det, ska ske snabbt, helst momentant. När hotet har försvunnit är det dessutom bra om skyddet åter kan tillåta en stor del av ljuset att nå fram, det vill säga att skyddet är reversibelt. Det är naturligtvis bra om även denna återgång sker så snabbt som möjligt.

Det finns redan idag ett antal olika metoder att skydda sig mot laser. Alla har de sina fördelar och nackdelar. Metoderna kan delas in i statiska, styrda och självaktiverade skydd.

Statiska skydd

Statiska skydd har hittills varit de helt dominerande skydden. De förändras inte då de exponeras av laser. Därmed behöver de inte någon reaktionstid utan ger ett omedelbart skydd.

Det vanligaste statiska skyddet är spektrala filter. Dessa är enkla att tillverka och kan dämpa vissa våglängdsband med mer än 50 dB, det vill säga mindre än 0,001 % av den infallande energin transmitteras, medan andra våglängder har god transmission. Nackdelarna är att färginformationen blir lidande och att den totala transmissionen minskar, men framför allt att de endast skyddar mot vissa, vid tillverkningen bestämda, våglängder. När det utvecklas kraftfulla lasrar med avstämbar våglängd blir det svårare att veta vilken våglängd motståndaren använder och därmed ger inte spektrala filter ett tillräckligt skydd. [2]

Ett annat statiskt skydd är gråfilter. De dämpar alla våglängder lika mycket och kräver därmed mycket goda ljusförhållanden.

Styrda skydd

Styrda skydd kan ändra sina optiska egenskaper på kommando av en styrsignal. Detta innebär att skyddet kommer att ha en viss reaktionstid, vilket är en stor nackdel. Den korta pulstiden hos många pulssade lasrar gör det svårt att använda styrda skydd mot annat än kontinuerliga och halvkontinuerliga lasrar [1].

Ett exempel på styrda skydd är slutare som stängs då en laservarnare har detekterat laserstrålning. Ett annat är avstämbara filter, alltså filter med ett absorptionsband som kan ändras av en styrsignal. Dessa har fördelen att de endast släcker ut den hotande våglängden, men en nackdel är att de är långsamma [5]. Olika elektrooptiska komponenter, till exempel vätskekristallkomponenter, kan ha en transmission som styrs av en elektrisk signal, en nackdel hos dessa är att de ofta har en låg transmission i normalläget, förutom att de ofta är alltför långsamma [1].

Man kan också använda så kallade stokastiska skydd. Dessa kan bestå av en slutare som är öppen en viss del av tiden och sluten för övrigt. Detta minskar risken av att träffas av en laserpuls. Sådana skydd är givetvis helt otillräckliga. Om slutaren till exempel är öppen 5% av tiden minskas risken att träffas av första pulsen med 95%, men risken att träffas av minst en av de 100 första pulserna är fortfarande $1 - 0,95^{100} \approx 99,4\%$. Ett sådant skydd skulle möjligtvis kunna användas för att minska risken att träffas av första pulsen så att till exempel en slutare får tid att aktiveras.

Självaktiverade skydd

I självaktiverade skydd ingår material vars optiska egenskaper förändras med den infallande strålningsintensiteten. Förändringen sker alltså utan någon direkt styrsignal, det är själva ljuset som får skyddet att reagera. De självaktiverade skydden kan vara reversibla, så att de optiska egenskaperna går tillbaka efter laserattacken, eller irreversibla, där förändringen sker permanent. I vilket fall som helst kräver de självaktiverade skydden en hög energitäthet för att aktiveras. Detta innebär att de

kanske bara skyddar mot laserstrålning som skulle förstöra sensorn eller ögat, och inte mot strålning som bara stör ut dessa. Det får också till följd att strålen måste fokuseras på de självaktiverande materialen, vilket förutom att skydden blir klumpigare med nödvändiga linser också kan leda till att utrustningen lättare upptäcks.[2]

En optisk begränsare är reversibel och består av ett icke linjärt optiskt material som normalt släpper igenom mycket ljus, men vid höga intensiteter får lägre transmission så att de idealt inte släpper igenom mer än en viss ljusstyrka oavsett hur starkt ljus som sänds in. Detta är ett mycket snabbt skydd, men det finns än så länge inget som skyddar för alla våglängder. Det är också svårt att hitta något material som kombinerar en hög transmission i normalfallet med tillräcklig optisk begränsning. Vid allt för stor energitäthet kommer materialet att skadas vilket kan leda till att de reversibla egenskaperna förstörs.

Ett annat självaktiverat skydd är en optisk säkring. Denna är irreversibel och kan bestå av en spegel med låg skadetröskel. När ljus med för hög intensitet faller in mot den optiska säkringen förångas spegeln, därvid bildas ett hål i spegeln och ljuset passerar rakt igenom. Det är denna typ av laserskydd som studeras i denna rapport.

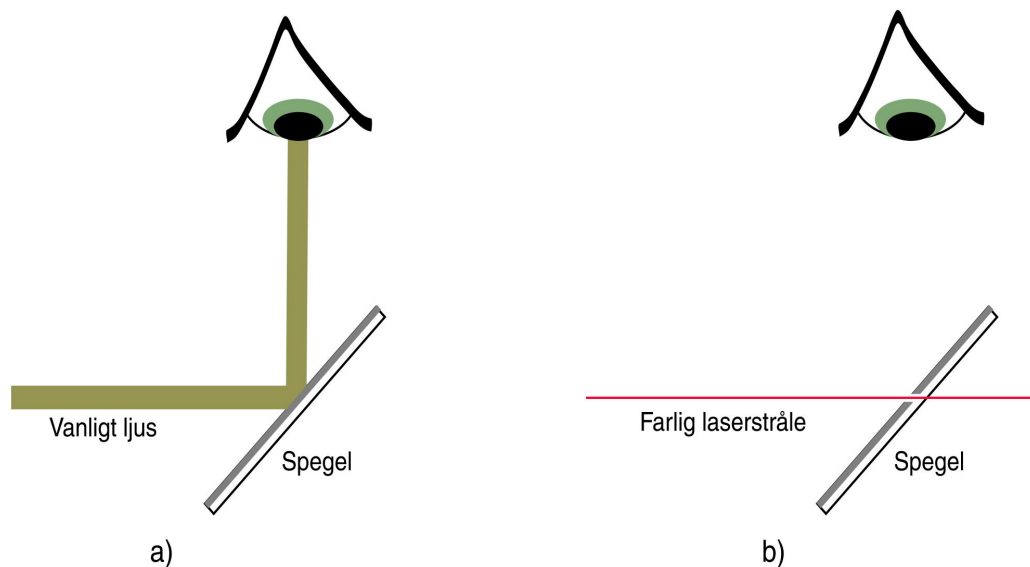
Tidigare försök

Tekniken att skydda ögon och sensorer mot farlig laserstrålning med tunna speglar som ska förångas har studerats tidigare [6], [7]. I ”potential eye and sensor protection from tunable lasers by means of thin film aluminum mirrors” [7] studerades endast aluminiumfilmer och uppställningen var sådan att provet träffades flera gånger av laserljuset, dessutom användes högre energier i deras försök än vad som används i det här examensarbetet. Resultaten där verkade lovande men det behövs mer forskning kring förbättrandet av bland annat materialet i speglarna.

Problemställning

Den optiska säkringen ska bestå av en spegel som i normalfallet reflekterar ljus, men som förångas när den träffas av laserstrålning av hög intensitet, se figur 1.

För att en film ska vara lämplig att använda i en optisk säkring bör den ha relativt hög reflektans samtidigt som den förångas snabbt vid för hög ljusintensitet så att inte någon stor energimängd reflekteras. Reflektansen bör vara minst 50 % men helst över 70 % och den reflekterade energin får inte överstiga 1 μJ per puls. Gränserna här är ganska flytande. Egentligen skulle man vilja ha en gräns på 0,2 μJ per puls [3], men det anses vara att ställa kraven allt för högt idag. Dessutom får filmen inte oxidera allt för lätt, den måste vara stabilt och ska inte i något väsentligt avseende vara miljö- eller hälsofarligt.



Figur 1: Schematisk bild av en optisk säkring. I a) reflekteras ljus med normal intensitet. I b) har en laserstråle bildat ett hål i metallfilmen.

Syfte

Syftet är att studera förångningshastighet och reflektans hos ett antal metallfilmer samt att föreslå lämpliga metaller och filmtjocklekar för användning i optiska säkringar för skydd mot laser.

Metod

Efter en del litteraturstudier gjordes en relativt enkel modell över hur en film på ett substrat värms upp, smälter och förångas då den träffas av en laser beroende på olika parametrar hos filmen, substratet och lasern. Med modellen som utgångspunkt gjordes ett program i Matlab som räknar ut och ger en graf över hur filmtjockleken förändras med tiden då den beskjuts med laser. Sedan gjordes ett annat program, också i Matlab, som visar reflektansen för en film beroende på filmens tjocklek vid en viss våglängd på ljuset, viss infallsvinkel och vissa brytningsindex för film och substrat.

Grafer togs fram för en mängd metaller och halvmetaller. Resultatet analyserades och ett par metaller valdes ut för att testas experimentellt. Vid detta val togs även säkerheten för arbetsmiljön i beaktande.

De utvalda metallerna sputtrades på glassubstrat till några olika tjocklekar och reflektansen mättes med spektrometer. Efter det besköts metallfilmerna med laserpulser och ingående, reflekterad och transmitterad energi mättes för 1:a, 2:a och så vidare upp till 6:e pulsen. Motsvarande mätningar gjordes för tio olika inenergier. Dessutom gjordes mätningar på ett rent glassubstrat utan metall.

För att minska effekten av slumpmässiga variationer i systemet gjordes för varje mätserie om sex pulser tio likadana mätserier varefter medelvärdet räknades ut.

Slutligen utvärderades resultatet.

Avgränsning

Vid simuleringarna har bara en våglängd på runt 530 nm används för våglängdsberoende parametrar och vid experimenten har endast en laservåglängd på 532 nm används.

Endast metaller och halvmetaller med elektronegativitet högre än 1,3 har behandlats eftersom metaller med för låg elektronegativitet oxideras mycket lätt och ändå inte skulle vara användbara. Dessutom har bara metaller med atomnummer lägre än 92 simulerats eftersom övriga inte är stabila.

Disposition

Efter inledningsdelen kommer en teoridel. Där behandlas först den teori som ligger bakom lasern kortfattat; hur en laser är uppbyggd och vilka speciella egenskaper en laser har. Sedan behandlas lite teori kring sputtring som är den ytbeläggningsmetod som användes för att tillverka metallfilmerna. Efter det går lite teori om reflektion i tunna filmer igenom och den modell som används vid simuleringen av förångningshastigheten förklaras.

Efter teoridelen följer experimentdelen. Där beskrivs experimentuppställningar och hur experimenten gått till. Där visas och diskuteras också resultaten. Det första kapitlet i experimentdelen handlar om simuleringarna, därefter följer ett kapitel om sputtringen av metallfilmerna och slutligen behandlas experimenten då filmerna besköts med laserpulser.

Därefter diskuteras det mer allmänt kring resultaten i ett diskussionsavsnitt. De diskussioner som har med specifika resultat och beslut till hur det fortsatta arbetet skulle göras, till exempel val av vilka metaller som skulle sputtras, återfinns däremot i experimentdelen.

Sist presenteras slutsatserna. En viktig del i slutsatserna är att ge förslag och rekommendationer för fortsatt arbete.

Teori

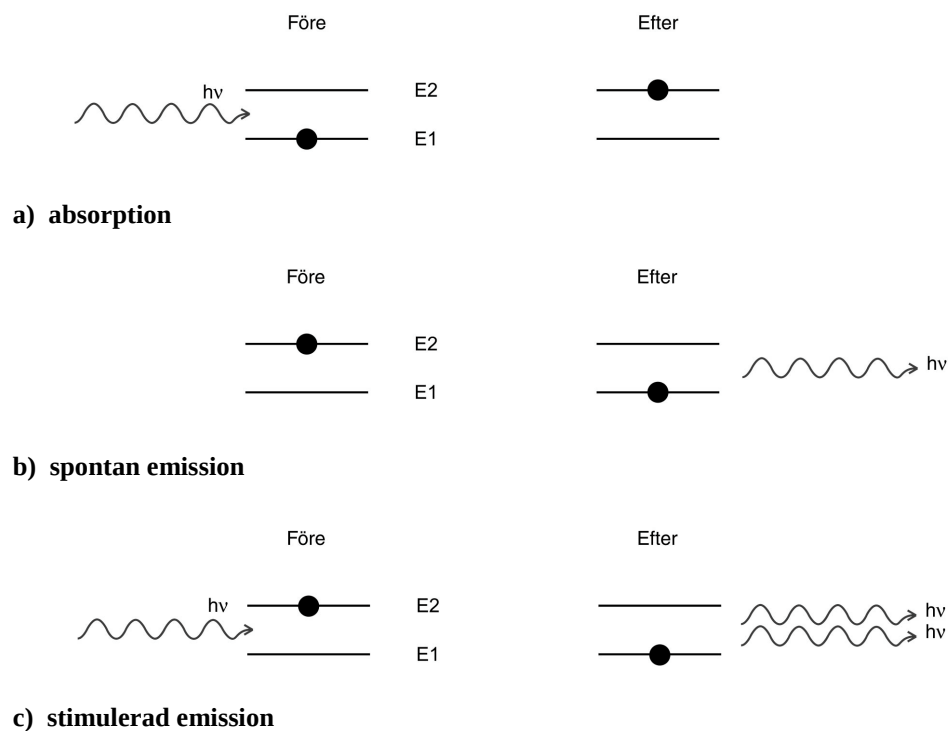
Laser

Lasern dök upp första gången 1960. Laser är en förkortning som står för Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation [8]. De egenskaper som främst kännetecknar lasern är att den har mycket liten divergens och därmed kan den ha mycket stark intensitet även på långa avstånd, den är monokromatisk och den är koherent. Teorin bakom detta tas upp nedan följt av en beskrivning av hur en laser är uppbyggd. Sedan ges en kort förklaring till hur dessa egenskaper uppkommer och vad de innebär.

Stimulerad emission

Det var Einstein som först utvecklade teorin bakom stimulerad emission [8], vilket är teorin som ligger bakom lasern. Så här förklaras stimulerad emission:

Enligt kvantteorin kan en molekyl (eller atom eller jon) existera i ett antal diskreta energinivåer. Genom att exempelvis absorbera en foton kan molekylen gå från ett lägre energitillstånd till ett högre. Antag att den lägre energinivån har energin E_1 och den högre E_2 . Den absorberade fotonen måste då ha en energi $E = h\nu = E_2 - E_1$, som motsvarar energigapet mellan dessa tillstånd. Denna process kallas *stimulerad absorption*, eller kortare bara *absorption*. På samma sätt kan en molekyl relaxera från en högre till en lägre energinivå genom att emittera en foton. Fotonen kommer då att ha en energi som motsvarar energigapet mellan dessa två tillstånd. Detta kallas *spontan emission*. Vad Einstein upptäckte 1916, var att det fanns en process till i växelverkan mellan elektromagnetisk strålning och materia [9]. Denna process är *stimulerad emission* och innebär att om en molekyl befinner sig i ett exciterat tillstånd, med ett energigap $\Delta E = E_2 - E_1$ ner till ett annat tillstånd och det passerar en foton som precis har energin ΔE , ökar sannolikheten för att molekylen relaxerar till det lägre energitillståndet. Den foton som sänds ut vid stimulerad emission har givetvis energin ΔE , det vill säga samma som den foton vilken stimulerar emissionen och därmed samma våglängd. Dessutom har den samma riktning, fas och polarisation. [8] I figur 2 beskrivs processerna grafiskt.



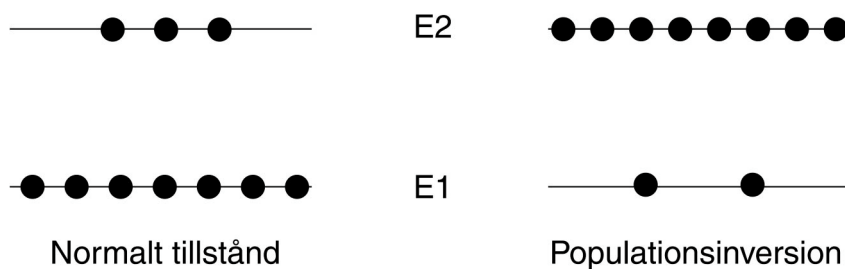
Figur 2: Olika processer i växelverkan mellan materia och elektromagnetisk strålning

Om man har ett ämne som innehåller exciterade molekyler med ett energigap ΔE ner till en annan energinivå och sänder in en fotonstråle med fotonenergin ΔE kommer denna stråle alltså stimulera emission i ämnet. Fotonstrålens intensitet kommer på så sätt att förstärkas. [8]

Laserns uppbyggnad

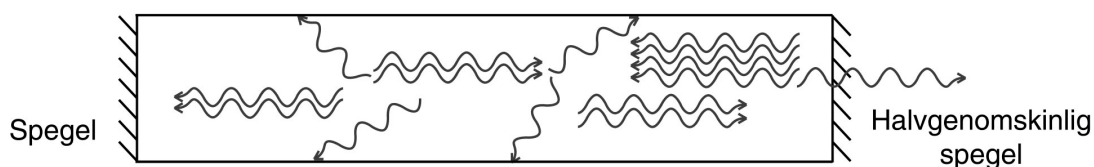
För att bygga en laser behövs ett antal olika delar. Först krävs ett lämpligt ämne som har lämpliga energinivåer, där den stimulerade emissionen kan förekomma. Detta ämne kallas *aktivt medium*. Vilken våglängd man får från lasern beror på mellan vilka energinivåer den stimulerade emissionen sker. I den första lasern, som konstruerades 1960, användes en rubinstav vars energinivåer var sådana att den gav en djupröd färg. Det aktiva mediet kan annars vara i såväl gas- eller vätskeform som i fast form.

Det behövs också en *extern energikälla* för att få molekyler i det aktiva mediet att inta den exciterade nivå varifrån stimulerad emission kan ske. Den externa energikällan kallas också ofta *pump* och kan till exempel vara en blixtlampa, elektriska urladdningar eller kemiska reaktioner. För att en förstärkning av ljuset ska vara möjlig måste det finnas fler molekyler i det högre energitillståndet än i det läger. Detta kallas *populationsinversion* och illustreras i figur 3. Om en sådan inte råder kommer fler fotoner att absorberas än att emitteras stimulerat, vilket istället skulle leda till en försvagning av ljuset. Pumpen måste vara tillräckligt effektiv för att hålla en populationsinversion under tiden lasring önskas.



Figur 3: Populationsinversion. Större andel molekyler måste vara i den exciterade energinivån, E2, än i E1, jämfört med normaltillståndet för att en ljusförstärkning ska vara möjlig.

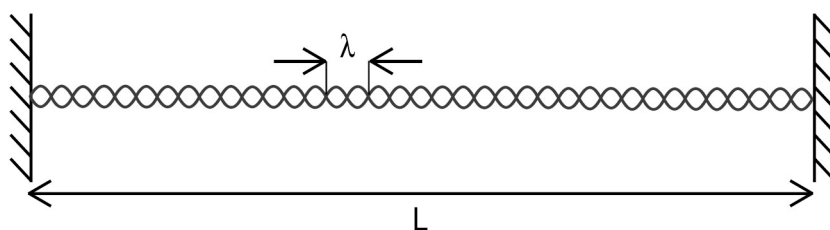
Så här långt kan den externa energikällan excitera molekyler i det aktiva mediumet. När sedan molekylerna faller tillbaka till en lägre energinivå emitteras en foton. Denna foton har ju energin ΔE , det vill säga precis rätt energi för att stimulera fler emissioner i det aktiva mediet. Men den spontant emitterade fotonen kan ha vilken riktning som helst, dessutom hinner den inte stimulera någon betydande mängd emissioner på vägen ut ur det aktiva mediumet. Därför behövs en *resonator*. Se figur 4.



Figur 4: En resonator av två speglar bildar en kavitet.

En resonator kan enklast konstrueras genom att sätta parallella speglar på var sida om det aktiva mediumet. Man säger att det bildas en kavitet mellan speglarna. Fotoner som spontant emitteras i någon annan riktning än rakt mot speglarna kommer att försvinna från systemet, men ljus som emitteras mot en spegel kommer att reflekteras tillbaka in i det aktiva mediumet, förstärkas, träffa den andra spegeln, åter reflekteras och så vidare. För att kunna få ut ljus ur lasern brukar en av speglarna vara halvgenomskinlig.

För att lasern ska ge koherent ljus måste resonatorn uppfylla resonansvillkoret $m\lambda/2=L$, där m är ett heltal, λ är laserns våglängd och L är avståndet mellan speglarna. Se figur 5.



Figur 5: Resonansvillkor för laserkaviteten

Laserns egenskaper

Hög Intensitet

Den egenskap som kanske framför allt förknippas med lasern är den höga ljusintensiteten, och lasrar kan också åstadkomma enormt höga ljusintensiteter. Det är intensiteten som gör lasern så farlig. Det bästa måttet på intensiteten från lasrar är irradiansen, det vill säga effekt per area. Som jämförelse kan nämnas att solens medelintensitet på jordytan är i storleksordningen 10^3 W/m^2 , medan en ganska kraftig argonlaser kan ge ifrån sig 10 W på en area av 1 mm^2 , vilket ger $10/10^{-6} = 10^7 \text{ W/m}^2$. Om sedan laserstrålen fokuseras kan en intensitet på 10^{13} W/m^2 vara realistisk.[8]

Ännu högre ljusintensiteter kan åstadkommas med pulsade lasrar, där en populationsinversion byggs upp och den ackumulerade energin frigörs i en kort puls. Då uppnås toppintensiteten under en mycket kort tid, men kan ligga långt över 10^{18} W/m^2 om strålen fokuseras [8]. Vid pulsade lasrar talar man oftast om den utsända energin per puls istället för om effekten. En rubinlaser som avger pulser på 25 ns kan avge 25 J per puls.

Liten divergens

En laser ger ljus där alla fotoner har nästan exakt samma riktning, se figur 6. Divergensen hos en laserstråle kan typiskt ligga på 1 mrad, vilket innebär att den på en kilometers håll lyser upp en area som endast är 1 m i diameter. Det finns även lasrar med en divergens mindre än 200 μrad och med hjälp av optik kan divergensen minskas ytterligare. [8] Den mycket lilla divergensen hos lasrar gör att de kan ge väldigt höga intensiteter även på stora avstånd.



Figur 6: Divergensen θ hos en laser

Monokromatisk

Lasern är monokromatisk. Med det menas att den sänder ut ljus i ett mycket litet våglängdsintervall, och alltså har en distinkt färg. Idealt skulle laserljuset endast innehålla en väldefinierad våglängd. Detta kommer av att den stimulerade emissionen sker mellan två väldefinierade energinivåer. Det finns emellertid några olika faktorer, till exempel Heisenbergs osäkerhetsrelation och dopplerskift, som gör att det utsända ljuset istället innehåller våglängder i ett smalt intervall.

Koherent

Att ljuset från en laser är koherent betyder att fotonerna ligger i fas med varandra, se figur 7. Detta gäller normalt inte för andra ljuskällor. Koherensen har också sitt ursprung i den stimulerade emissionen eftersom den stimulerade emissionen ger en foton med samma fas som den foton vilken stimulerade emissionen.

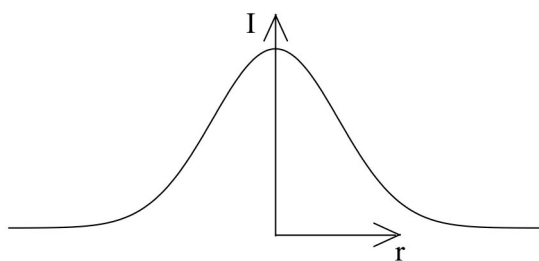


Figur 7: a) koherent ljus och b) icke koherent ljus

På grund av den lilla skillnad som trots allt finns i våglängden kommer fotonerna efter ett tag att komma mer och mer ur fas så att ljuset endast är koherent sträckan närmast lasern. Längden på sträckan där ljuset är koherent kallas koherenslängd och varierar kraftigt mellan olika typer av lasrar.

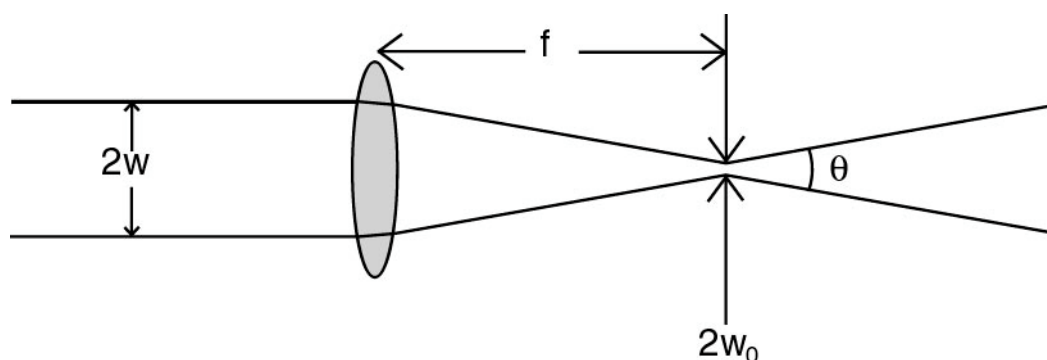
Fokusering

Ofta görs förenklingen att man säger att intensiteten i strålprofilen är gaussisk. Om strålprofilen är gaussiskt fördelad, figur 8, kan den idealt fokuseras ner till en yta vars



Figur 8: Gaussisk intensitetsfördelning

radie är $w_0 = 2\lambda/\pi\theta$, där λ är ljusets våglängd och θ är konvergensvinkeln enligt figur 9. För en konvex lins är $\theta = 2w/f$. I vanliga fall är inte intensiteten i laserstrålen helt gaussisk. Då får formeln för den fokuserade strålradien modifieras till $w_0 = 2M^2\lambda/\pi\theta$, där M^2 ger ett mått på strålkvaliteten. En rent gaussisk stråle har $M^2 = 1$, men i praktiken anses värden under 1,2 som bra. [8]

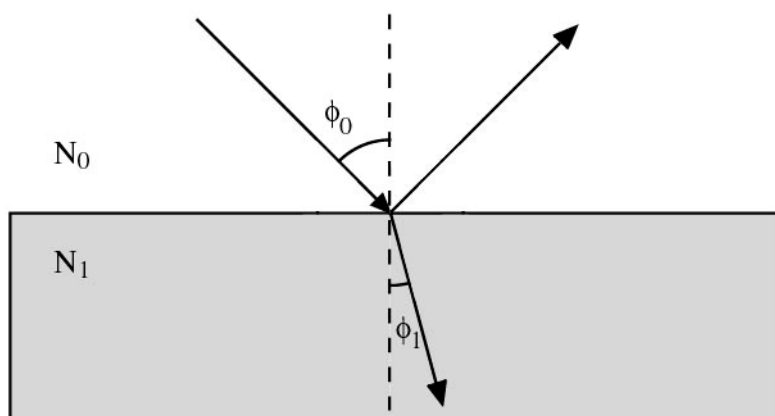


Figur 9: Fokusering av laserstråle.

Simulering

Reflektion i tunna filmer

För att en metallfilm ska duga som spegel måste den reflektera tillräckligt mycket av det infallande ljuset. Hur mycket av ljusintensiteten som reflekteras beror, förutom på vilken metall det är frågan om, även på ljusets våglängd, polarisation, infallsvinkel och på metallfilmens tjocklek.



Figur 10: Det infallande ljuset antingen reflekteras eller bryts och fortsätter in i materialet.

Ett ämnes optiska egenskaper brukar beskrivas av det komplexa brytningsindexet, $N = n + i k$, som ofta varierar kraftigt med ljusets våglängd, λ . Om ljus faller in mot en gränssyta mellan två olika ämnen med olika brytningsindex kommer viss del av ljuset att reflekteras och viss del kommer att brytas och fortsätta in i det andra ämnet. Se figur 10. Ljusets elektriska fält delas in i två komponenter, E_p och E_s . E_p är den komponent av ljusets elektriska fält vilken är riktad parallellt med infallsplanet, det vill säga papprets plan i figur 10, och E_s är den komponent som är riktad vinkelrätt mot infallsplanet. Om infallsvinkeln är ϕ_0 så ges brytningsvinkeln ϕ_1 av Snells lag.

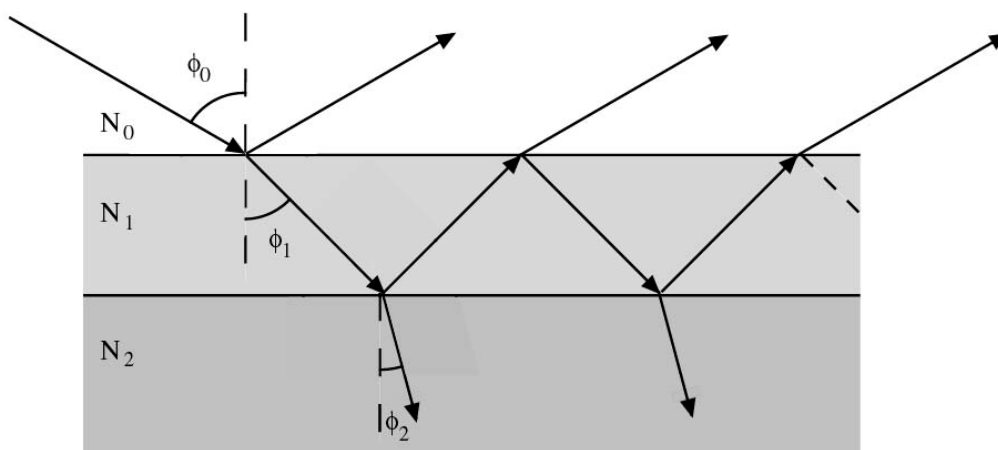
$N_0 \sin \phi_0 = N_1 \sin \phi_1$ Från Fresnels ekvationer får man sedan formler för att räkna ut reflektionskoefficienterna för p- och s-komponenterna. [19]

$$r_s = \frac{E_{rs}}{E_{is}} = \frac{N_0 \cos \phi_0 - N_1 \cos \phi_1}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1}$$
$$r_p = \frac{E_{rp}}{E_{ip}} = \frac{N_1 \cos \phi_0 - N_0 \cos \phi_1}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1}$$

och transmissionskoefficienterna

$$t_s = \frac{E_{ts}}{E_s} = \frac{2 N_0 \cos \phi_0}{N_0 \cos \phi_0 + N_1 \cos \phi_1}$$
$$t_p = \frac{E_{tp}}{E_{ip}} = \frac{2 N_0 \cos \phi_0}{N_1 \cos \phi_0 + N_0 \cos \phi_1}$$

Om det istället är en tunn film ljuset faller in mot kommer ljuset att reflekteras och transmittas även i den andra gränsytan, se figur 11. Det antas att filmen är homogen och isotropisk och att gränsytorna är parallella. Först reflekteras en del av ljuset i den första gränsytan enligt Fresnels ekvationer. Av det transmittade ljuset kommer ytterligare en del att reflekteras i det andra gränsskiktet och det som reflekteras där kommer återigen att reflekteras och transmittas vid den första gränsytan och så vidare. Den totala reflektionskoefficienten blir så



Figur 11: Reflektion och transmission av ljus som faller in mot en film på ett substrat.

$$r_{tot,j} = r_{01,j} + t_{01,j}t_{10,j}r_{12,j}e^{i2\beta} + t_{01,j}t_{10,j}r_{10,j}r_{12,j}^2e^{i4\beta} + \dots$$

Detta är en oändlig geometrisk summa. j står för s eller p och 01, 10, 12 står för att ljuset går från ämne 0 till ämne 1, från ämne 1 till ämne 0, från ämne 1 till ämne 2 respektive. För att ta hänsyn till fasskift och absorption finns e-faktorerna med där

$$\beta = \frac{2\pi d}{\lambda} N_1 \cos \phi_1, \text{ där } d = \text{filmens tjocklek.}$$

Men $r_{01} = -r_{10}$ och $t_{01}t_{10} = 1 - r_{01}^2$ därför kan $r_{tot,j}$ förenklas till
$$r_{tot,j} = \frac{r_{01,j} + r_{12,j}e^{i2\beta}}{1 + r_{01,j}r_{12,j}e^{i2\beta}}$$

Filmens reflektans, R_j , är det reflekterade ljusets intensitet delat med det inkommande ljusets intensitet.

$$R_j = \left(\frac{E_{r,j}}{E_{i,j}} \right)^2 = (r_{tot,j})^2 \quad [10]$$

Där ljuset är polariserat parallellt med infallsplanet för $j = p$ och vinkelrätt mot infallsplanet för $j = s$. Om ljuset är opolariserat med lika stor amplitud för p- och s-komponenten blir reflektansen $\frac{1}{2}(R_s + R_p)$ [11]

Förångning av tunna metallfilmer med laserstrålning

Det finns flera modeller för hur man ska räkna ut hur snabbt en metallfilm förångas av en laserstråle. Alla är inte bra. I "Excimer laser ablation of thin gold films on quartz crystal microbalance at various argon background pressures" [12] används en modell som endast tar hänsyn till ytförångningsprocessen. Den visar sig avvika från de experimentella resultaten med minst en tiopotens, i de flesta fall mycket mer.

För att få en uppfattning om hur lång tid det tar för en tunn film av en viss metall att förångas då den träffas av en laser med hög intensitet har en metod för att beräkna hur temperaturen ändras i filmen utvecklats. Metoden liknar de metoder som används av A. K. Jain et al. [13] och S. K. Lee et al. [14]. Det är en metod i en dimension som använder finita differenser för att lösa den tidsberoende värmeekvationen i metallfilmen. Antag att laserstrålen faller in längs z-axeln, vinkelrätt mot metallfilmen, som alltså ligger i x-y-planet. Antag också att laserstrålens utbredning i x-y-planet är mycket större än tjockleken på filmen. Man kan i så fall beskriva

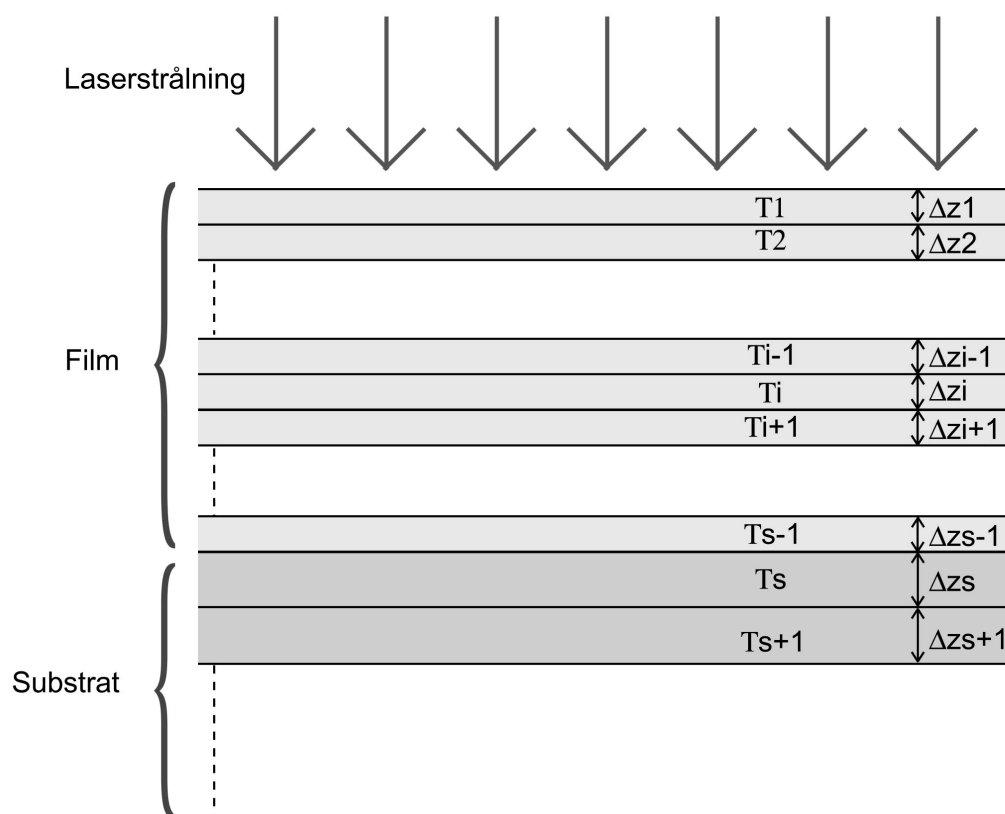
problemet som endimensionellt. Vi har
$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{K}{\rho C} \frac{\partial T}{\partial z} \right) + \frac{\alpha}{\rho C} I(z, t)$$

Där T är temperaturen, t tiden, K värmekonduktiviteten, ρ densiteten, C värmekapacitiviteten och α absorptionskoefficienten. $I(z, t)$ är laserintensiteten vid djupet z i filmen och tiden t. För ett homogent, absorberande material är

$$I(z, t) = I_0(t)(1 - R)e^{(-\alpha z)}$$

där $I_0(t)$ är laserstrålens intensitet och R är reflektionskoefficienten. En förenkling som görs är att ingen reflektion av laserenergin vid film-substratytan har tagits med i modellen.

Ekvationen ovan måste lösas numeriskt. Detta görs genom att dela in filmen och substratet i ett antal tunna delskikt. Varje delskikt har en viss temperatur och därmed är de temperaturberoende egenskaperna i delskiktet bestämda. Det i:te delskiktet har tjockleken Δz_i och temperaturen T_i enligt figur 12.



Figur 12: Finita differenser. Filmen och substratet delas in i flera tunna skikt där temperatur och temperaturberoende parametrar är konstanta i varje delskikt.

För varje tidssteg, Δt , beräknas temperaturen T_i i varje delskikt genom att sätta in ΔQ_i^{las} och ΔQ_i^{dif} i formeln

$$T_i^{t+1} = T_i^t + (\Delta Q_i^{las} + \Delta Q_i^{dif}) / (C_i \rho_i \Delta z_i), \text{ där}$$

ΔQ_i^{las} = energin per areaenhet som tillförs från lasern,

ΔQ_i^{dif} = energin per areaenhet som diffunderar in från angränsande skikt.

T_i^{t+1} är temperaturen i delskikt i under nästa tidsintervall om och endast om det inte sker någon fasövergång. Om det sker någon fasövergång måste detta tas i beaktning när den nya temperaturen räknas ut. I följande situationer blir det fasövergång:

$$T_i^t \leq T_m < T_i^{t+1} \quad (\text{smältning})$$

$$T_i^{t+1} < T_m \leq T_i^t \quad (\text{stelning})$$

$$T_m < T_i^t < T_v \leq T_i^{t+1} \quad (\text{förångning})$$

där T_m och T_v står för smältpunkten och kokpunkten, respektive.

Smältning eller stelning

Om något av villkoren för smältning eller stelning ovan är uppfyllda måste man räkna ut hur stor del av skiktet som är smält. Låt $\Delta Q' = \Delta Q_i^{las} + \Delta Q_i^{dif} - C_i \rho_i \Delta z_i (T_m - T_i^t)$.

Vilket innebär att $\Delta Q'$ är den energi som är tillgänglig för att smälta den fasta delen av skiktet och sedan eventuellt värma upp smältan om $\Delta Q' > 0$, eller stelna smältan och sedan eventuellt kyla det fasta skiktet om $\Delta Q' < 0$. Hur stor del av skiktet som är smält ges av f_i , som uppdateras enligt följande formel. $f_i^{t+1} = f_i^t + \Delta Q' / (\rho_i \Delta z_i L_m)$, där L_m är smältvärme. Temperaturen i nästa tidssteg blir, om man korregerar för smältning eller stelning:

$$T_i^{t+1} = T_m \quad \text{om } 0 \leq f_i \leq 1$$

$$T_i^{t+1} = T_m + f_i \rho_i L_m / (C_i \rho_i) \quad \text{om } f_i < 0$$

$$T_i^{t+1} = T_m + (f_i - 1) \rho_i L_m / (C_i \rho_i) \quad \text{om } f_i > 1$$

Efter att ha beräknat temperaturen enligt ovan sätts $f_i = 0$ om $f_i < 0$ och $f_i = 1$ om $f_i > 1$. Skulle man nu fått en temperatur T_i^{t+1} som överskrider T_v måste även förångningsprocessen tas i beaktande.

Förångning

För att ta med förångningen när temperaturen når kokpunkten i modellen görs följande tre förenklingar:

- 1) Temperaturen på ytan av smältan överskrider inte kokpunkten. Fortsatt upphettning leder till förångning.
- 2) Förångad materia försvinner helt från systemet.
- 3) Om den tillförda energin till ett lager i det lilla tidsintervallet Δt är mer än vad som behövs för att fullständigt förånga skiktet, försummas den överflödiga energin.

Låt $\Delta Q''$ vara energin som är tillgänglig för att förångas delskiktet.

$\Delta Q'' = C_i \rho_i \Delta z_i (T_i^{t+1} - T_v)$ Låt sedan ϕ stå för hur stor del av delskiktet som förångas under tiden Δt . $\phi = \Delta Q'' / (L_v \rho_i \Delta z_i)$

Temperaturen i nästa tidsintervall blir $T_i^{t+1} = T_v$

Om $\phi < 1$ uppdateras delskiktets tjocklek så att $\Delta z_i = \Delta z_i (1 - \phi)$.

Om $\phi \geq 1$ blir $\Delta z_i = 0$ fortsättningsvis.

Uträkning av ΔQ_i^{las} och ΔQ_i^{diff}

För att kunna räkna ut temperaturen i det kommande tidsintervallet Δt behöver man alltså känna till ΔQ_i^{las} och ΔQ_i^{diff} . Om I_i är effekten per areaenhet som kommer in till delskikt i från lasern och I_{i+1} är effekten per areaenhet som kommer in till delskikt $i+1$, så måste energin som absorberas per areaenhet i lager i vara $\Delta Q_i^{las} = (I_i - I_{i+1})\Delta t$.

I_i kan räknas ut genom:

$$I_1 = I_0(t)(1 - R)$$

$$I_{i+1} = I_i e^{-\alpha \Delta z_i}$$

För att räkna ut bidraget från värmediffusionen definieras värmekonduktiviteten mellan två intilliggande skikt, i och $i \pm 1$ som

$K_i^\pm = K_i K_{i \pm 1} (\Delta z_i + \Delta z_{i \pm 1}) / (K_i \Delta z_{i \pm 1} + K_{i \pm 1} \Delta z_i)$. Speciellt tas för översta skiktet luftens värmekonduktivitet med i beräkningarna. Då blir

$$\Delta Q_i^{diff} = \left[K_i^- (T_{i-1}^t - T_i^t) / \Delta z_i^- + K_i^+ (T_{i+1}^t - T_i^t) / \Delta z_i^+ \right] \Delta t,$$

där $\Delta z_i^\pm = (\Delta z_i + \Delta z_{i \pm 1}) / 2$ [13]

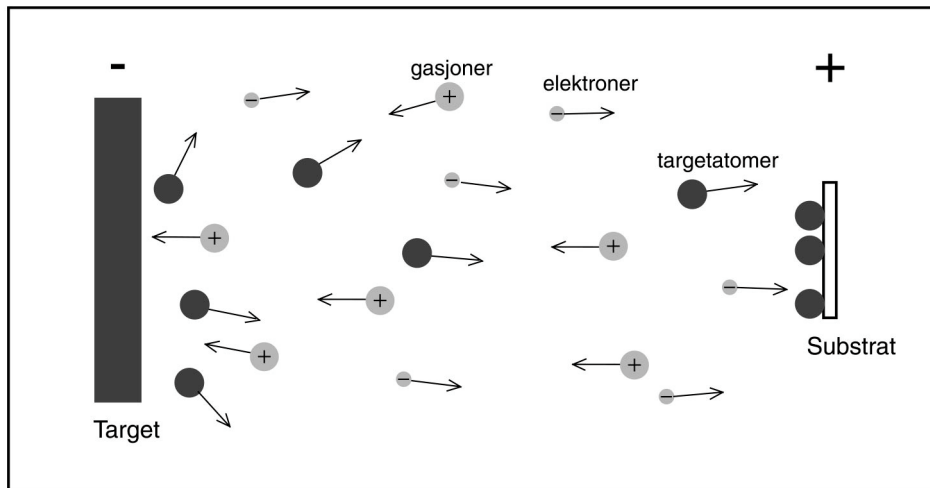
En nackdel med finita differensmetoden är att det vid ett givet värde på skiktjockleken Δz_i finns ett största värde på tidsstegen Δt som inte får överskridas.

Konvergensvillkoret $\frac{K_i}{C_i \rho_i} \frac{\Delta t}{(\Delta z_i)^2} \leq 1/2$ måste vara uppfyllt för att metoden ska vara stabil, annars riskerar man att få lösningar som inte konvergerar [13]. Detta innebär att om man vill göra skikten tunnare måste även tidsstegen göras mycket mindre, vilket drastiskt ökar datortiden. Ett annat problem konvergensvillkoret ger upphov till i den här metoden är att när ett skikt börjar förångas blir skiktet tunnare och tunnare. Fortsätter förångningen tillräckligt länge uppfylls inte längre konvergensvillkoret. Detta löses genom att delskikt i och delskikt $i+1$ slås ihop när Δz_i blir för litet.

Sputtring

Sputterprocessen

En metod som används för att belägga substrat med en metallfilm är sputtring, eller katodförstoftning som det egentligen heter på svenska. Sputtring innebär att atomer av det ämne man vill belägga slås ut från en så kallad target för att träffa och fastna på ett substrat. Detta illustreras i figur 13.



Figur 13: Sputtring, gasjoner slår ut targetatomer som fastnar på ett substrat.

Då en jon, eller egentligen lika gärna en atom, träffar en yta av ett fast ämne, kallat target, kan en eller flera av följande fenomen inträffa: [15]

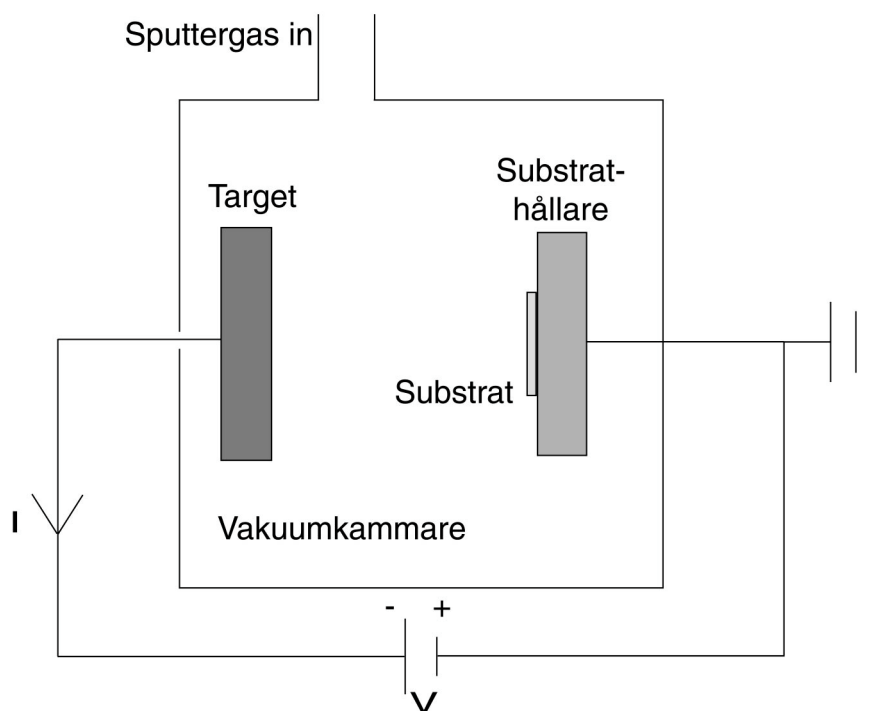
- Jonen reflekteras. Antagligen neutraliseras den då samtidigt.
- En elektron slås ut från targeten. Denna elektron kallas sekundärelektron.
- Jonen kan tränga in i targeten och fastna där.
- Kollisionen kan orsaka strukturella förändringar i targetmaterialet.
- Kollisionen kan orsaka en serie kollisioner mellan atomerna i targetmaterialet vilka kan leda till att någon av dessa atomer slås ut från targeten. Denna process, då atomer slås ut kallas sputtring.

De atomer som slås ut från targeten vid sputterprocessen kan användas för att belägga en yta på ett substrat med en tunn film. De utslagna atomerna far genom vakuumkammaren och om de träffar substratet fastnar de där. När fler och fler av de utslagna atomerna träffar substratet byggs en film upp. [15]

Typiska beläggningshastigheter är 50 till 500 Å per minut. Detta kan vara för långsamt för vissa tillämpningar, men det finns även tekniker för att få högre hastigheter. En nackdel med sputtring är att vissa material, till exempel flyktiga ämnen, inte klarar det vakuum som behövs. [15]

Ett vanligt DC-sputtersystem

I figur 14 visas en schematisk bild av ett DC-sputtersystem. I en vakuumkammare finns en target som ges en hög negativ spänning och ett substrat placeras på en elektriskt jordad anod.



Figur 14: Schematisk bild över ett sputtersystem.

Targeten är gjord av det material man vill belägga substratet med och är nästan alltid ett fast ämne, även om pulver eller vätskor används ibland. En sputtergas, oftast argon, finns i lämpligt tryck i vakuumkammaren. Det elektriska fältet joniserar argonatomer så att joner och elektroner bildas. Elektroner accelereras i det elektriska fältet, V , mot anoden och träffar då argonatomer där de slår ut en elektron varpå fler argonjoner och elektroner bildas. Jonerna accelereras mot targeten och en ström, I , uppstår. När argonjonerna träffar targeten kan de sputtra iväg targetatomer. De kan också slå ut sekundärelektroner som producerar fler argonjoner och upprätthåller processen. De sputtrade atomerna har vilken riktning som helst, en del träffar substratet och bygger upp en film. [15]

Beläggningshastigheten beror på mängden utslagna atomer vid targeten, vilket i sin tur beror på jonflödet och därmed på strömstyrkan. Observera dock att strömstyrkan inte endast beror på jonflödet, utan även på elektronflödet. Dessutom beror beläggningshastigheten på sputterutbytet, som definieras som antalet targetatomer som slås ut per infallande jon och därmed på jonenergin och därför på spänningen vid targeten. [15]

Sputtergas

De joner som används för att slå ut atomer från targeten i sputterprocessen är, som nämnts tidigare, oftast argonjoner. Anledningen till det är att det är lättast att producera joner om man utgår från atomer som är i gasform vid rumstemperatur, alltså bör man välja en gas. Vanligtvis vill man inte att jonerna ska reagera med

filmen eller targeten, därför är det lämpligt att välja en ädelgas. Dessutom kommer sputterjoner att fångas i filmen och eftersom man vill få en så ren film som möjligt är det bättre om dessa infångade joner stör så lite som möjligt. Även detta gör en ädelgas till ett lämpligt val. Ju större massa jonerna har desto högre sputterutbyte får man. Radon hade således varit ett bra val om det inte vore radioaktivt. Efter radon har xenon och krypton följt av argon störst massa. Argon är billigare och lättare att få tag på och sputterutbytet skiljer sig inte mer än med en faktor två. Därför är argon det vanligaste valet. [15]

Tryck

Vid lägre tryck i vakuumsystemet kommer antalet joniserande kollisioner mellan elektroner och argonatomer att minska. Detta leder till att strömmen kommer att minska vid konstant spänning och när strömmen minskar, minskar även sputterhastigheten. Om trycket understiger 30 mtorr blir sputterhastigheten mycket liten. Man kan modifiera den grundläggande sputterprincipen så att lägre tryck tillåts. Om trycket istället blir för högt uppstår ett annat problem. Då kommer de atomer som sputtrats ut från targeten och är på väg mot substratet att kollidera med gasatomer i för stor utsträckning och därmed fastnar inte lika många atomer på substratet. Detta leder till att ett tryck i området kring 30 till 120 mtorr (4,0 till 16,0 Pa eller 0,040 till 0,16 mbar) är vanligt vid dc-sputtring. [15]

Spänning

För varje tryck, targetmaterial, sputtergas och system finns en egen relation mellan spänningen och strömmen. Sputterhastigheten ökar med strömmen som ökar med spänningen. Sputterhastigheten ökar också med sputterutbytet som ökar med spänningen upp till en viss gräns där sedan sputterutbytet minskar med ökad spänning. Det är därför naturligtvis onödigt att ha för hög spänning. Dessutom måste man tänka på andra saker såsom säkerheten. Exempelvis kan röntgenstrålning bildas av snabba joner eller elektroner. Av den orsaken bör spänningen hållas under 10 kV. Normalt är det inte effektivt att sputtra med spänningar under 100 V. I praktiken används ofta en undre gräns för spänningen på 500 V för att åstadkomma en tillräcklig strömtäthet. En spänning över 5 kV anses sällan vara nödvändig.[15]

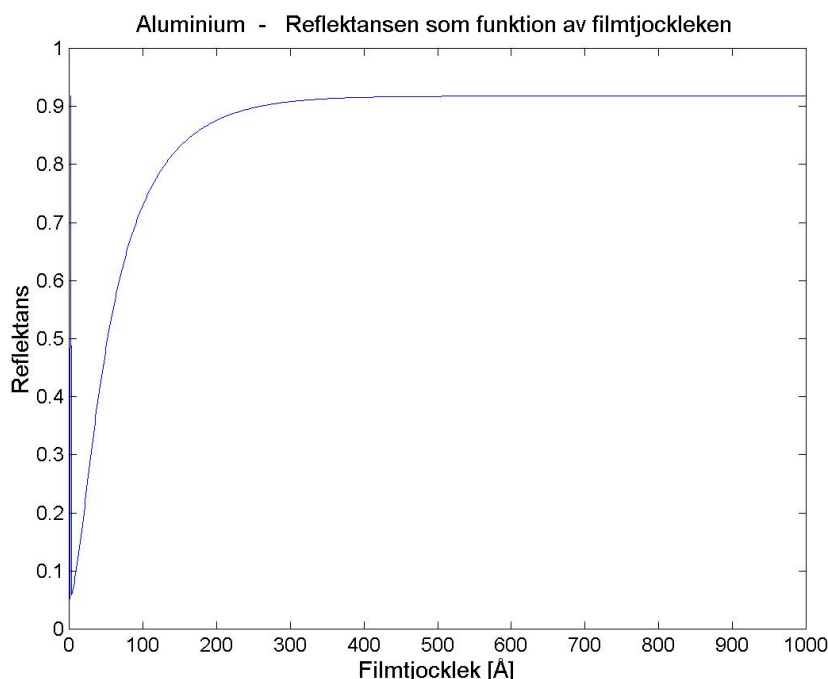
Experiment och resultat

Det praktiska arbetet har i princip bestått av tre delar. Den första delen var att göra simuleringsprogram för att bestämma vilka metaller och vilka filmtjocklekar som kan vara lämpliga att använda som speglar i de optiska säkringarna. Andra delen var att tillverka några speglar genom att deponera filmer på ett substrat som i det här fallet var glas. Detta skedde genom sputtring. Den sista delen bestod i att skjuta laserpulser på metallfilmerna och mäta reflekterad och transmitterad energi för ett antal olika inenergier.

Simulering

Reflektansen

För att få en uppfattning om hur mycket olika metallfilmer reflekterar vid olika tjocklekar gjordes, utgående från teorin i kapitlet om reflektion i tunna filmer, ett program i Matlab som visar hur reflektansen hos en metallfilm som ligger på ett substrat beror av filmtjockleken. Programkoden återfinns i bilaga C. Med ledning av resultatet från denna simulering kunde man utesluta de metaller med lägst reflektans så de inte behövde köras i den mer tidskrävande simuleringen för förågningshastigheten. Dessutom ger det en ledning till vilken tjocklek filmerna i den optiska säkringen bör ha.



Figur 15: Exempel på en kurvar från simuleringarna över hur reflektansen varierar med filmtjockleken.

Ljusets infallsvinkel och våglängden man är intresserad av matas in tillsammans med metallens och substratets brytningsindex vid denna våglängd. Värdena på metallernas brytningsindex är tagna från Handbook of Optical Constants of Solids I, -II och -III [16], [17], [18], se tabell 1 nedan. För tenn fanns inte brytningsindex för det synliga våglängdsområdet tabellerat, så där lästes värdena ut ur en graf. Substratets brytningsindex är 1,5 (glas). Infallsvinkeln sattes till 45° och ljusets våglängd till 530 nm.

Figur 15 ovan visar ett exempel på hur en kurva kan se ut. Exemplet är taget från simuleringen av aluminium. Samtliga resultat finns i bilaga A.

Tabell 1: De parametrar som används vid simuleringarna. Värdena är tagna från [11], [16], [17], [18] och [19]. Absorptionskoefficient och reflektans är uträknade från brytningsindex. Alla våglängdsberoende parametrar är givna för en våglängd på omkring 532 nm, d.v.s. våglängden på lasern i experimenten.

Metall	n = brytningsindex reel del	k = brytningsindex imaginär del	Absorptionskoefficient [10 ⁶ m ⁻¹]	Densitet [10 ³ kg/m ³]	Värmeledning [W m ⁻¹ K ⁻¹]	Värmekapacitet [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	Reflektionskoefficient	Smältpunkt [K]	Smältvärme [10 ³ J kg ⁻¹]	Kokpunkt [K]	Ångbildningsvärme [10 ⁶ J kg ⁻¹]
Aluminium	0,9	6,5	154	2,7	238	903	0,92	933	397	2720	10,9
Antimon	1,9	4,3	102	6,69	18	207	0,72	904	163	1650	1,56
Beryllium	3,3	3,2	76	1,85	230	1825	0,54	1551	1384	3240	32,6
Dysprosium	1,4	1,2	28	8,54	10,7	173	0,22	1680	68	2900	1,42
Guld	0,5	2,3	54	19,32	311	129	0,73	1336	66	3090	1,65
Indium	0,7	4,7	111	7,31	25	234	0,89	430	28	2270	1,97
Iridium	2,1	4,2	99	22,42	148	133	0,69	2680	144	4400	3,9
Kisel	4,2	0,04	1	2,33	170	707	0,38	1680	165	2628	10,6
Kobolt	2	3,76	89	8,9	85	425	0,65	1768	280	3150	6,45
Koppar	1	2,6	61	8,96	400	385	0,63	1356	205	2855	4,75
Krom	3	4,5	106	7,2	87	448	0,67	2160	280	2915	6,15
Mangan	2,3	3,3	78	7,3	7,7	479	0,58	1517	270	2315	4,37
Molybden	3,7	3,7	87	10,22	140	248	0,59	2880	253	5830	6,83
Nickel	1,7	3,1	73	8,9	90	444	0,60	1726	310	3110	6,47
Niob	2,9	2,9	69	8,57	52	267	0,51	2688	261	5200	7,5
Osmium	5	1,9	45	22,57	85	130	0,50	3300	140	4500	
Palladium	1,6	3,7	87	12,02	70	244	0,69	1825	162	3200	4
Platina	2,1	3,6	85	21,45	69	138	0,63	2042	113	4100	2,67
Rhenium	4	2,5	59	21,02	71	138	0,49	3450	180	5900	3,4
Rodium	1,9	4,9	116	12,41	150	242	0,77	2239	210	4000	5,2
Rutenium	3,6	5	118	12,41	117	240	0,69	2520	252	4000	5,84
Silver	0,1	3,2	76	10,5	418	236	0,97	1234	105	2466	2,31
Tantal	2,6	1,9	45	16,6	54	141	0,37	3269	170	5700	8,1
Tellur	4,4	4,5	106	6,24	1,7	202	0,64	723	140	1260	0,89
Tenn	1,6	4,3	102	7,3	65	230	0,75	505	59	2543	2,45
Titan	1,9	2,5	59	4,54	19	522	0,48	1948	400	3530	8,9
Vanadin	3,7	3,1	73	5,87	32	486	0,53	2160	330	3650	8,87
Vismut	1,5	3	71	9,75	8,5	122	0,61	544	52	1810	0,82

Förångningshastigheten

För att kunna jämföra hur snabbt olika metaller förångas då de träffas av en laserpuls gjordes ett program, även det i Matlab, som bygger på den modell som beskrivs i teorikapitlet om förångning av tunna metallfilmer med laserstrålning. Programkoden finns i bilaga D. Programmet ger en kurva över hur filmens tjocklek ändras med tiden under de 10 första nanosekunderna. Under denna tid antas att en konstant laserintensitet på $8 \cdot 10^{11}$ W/m² faller in mot provet. Initialtjockleken och begynnelse-temperaturen har satts lika hos alla filmer, till 20 nm respektive 293 K och luftens

värmeledning till 0.026 W/(K m). Alla filmer ligger på ett glassubstrat med densiteten $2,5 \cdot 10^3 \text{ kg/m}^3$, värmekapaciteten 84 J/(kg K) och värmeledning 0,9 W/(K m). Den översta delen av glaset delades in i 20 delskikt på 50 nm vardera. De parametrar som är specifika för varje metall visas i tabell 1 ovan.

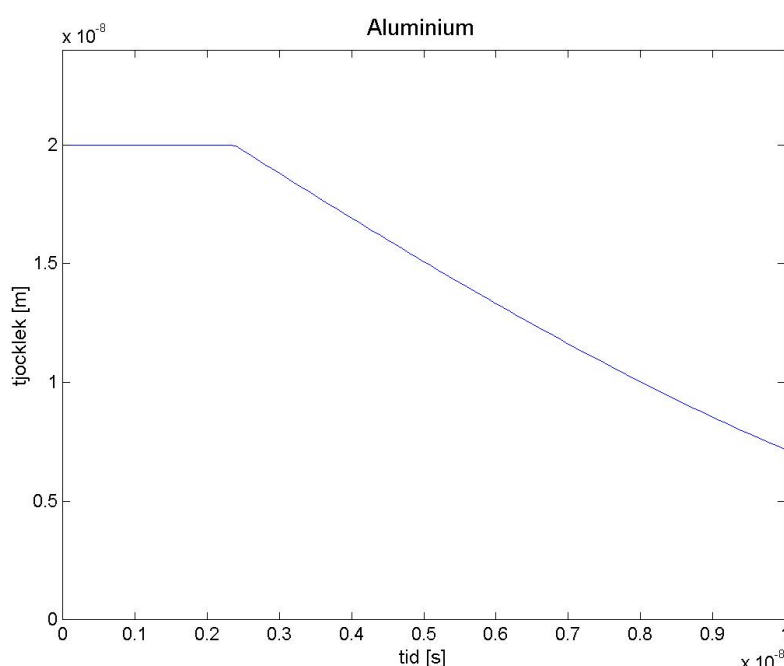
En kraftig förenkling som gjorts är att materialparametrarna som matas in inte beror på temperaturen, utan är konstanta under hela uppvärmningsförloppet. De värden som är tagna gäller dessutom antagligen för bulkmaterial och inte för tunna filmer, vilket också är en förenkling av verkligheten. Allt detta har gjorts på grund av att jag inte lyckats hitta andra värden för alla metaller.

På grund av konvergensvillkoret $\frac{K}{C_p r} \frac{\Delta t}{\Delta z^2} \leq 0,5$ måste tidsstegen vara kortare för vissa metallfilmer. Tidssteg mellan 0,01 ps och 0,20 ps har används. Vanligen har filmen delats in i 5 delskikt men vid ett par tillfällen har den delats in i 8 delskikt.

Det resultat man får från "simuleringen" är endast kvalitativt och kan inte anses visa verkligheten, därtill har alltför många förenklingar gjorts. Men man bör i alla fall kunna jämföra olika metaller med varandra och få en vägvisning om vilka som förångas snabbare och vilka som förångas långsammare än andra.

De metaller som simulerats i detta program är de som i reflektanssimuleringen verkade ha bäst reflektans. Det är svårt att göra någon exakt gränsdragning, speciellt eftersom reflektanssimuleringen endast gäller en våglängd, men metaller som inte kommer upp i närheten av en reflektans på 0,6 har sorterats bort. Dessutom har guld och koppar sorterats bort eftersom de förstör färginformationen.

Figur 16 visar ett exempel på hur en kurva kan se ut. Exemplet är taget från simuleringen av aluminium. Samtliga resultat finns i bilaga B.



Figur 16: Resultatet från simuleringen av hur en aluminiumfilms tjocklek minskar med tiden då den bestrålas med laser.

Diskussion

Valet av vilka metaller som ska undersökas närmare experimentellt är inte helt självklart. I och med att det finns förhållandevis mycket skrivet om förångning av aluminium med laser, bland annat i "Potential eye and sensor protection from tunable lasers by means of thin film aluminum mirrors"[7], valdes aluminium som referens. Tittar man på kurvan som visar hur aluminiumfilmens tjocklek minskar med tiden vid laserbestrålning och jämför med samma kurva för andra metaller, se bilaga B, ser man att aluminium verkar vara bland det sämsta valet. Tittar man på hur reflektansen varierar med tjockleken, figur 15, verkar aluminium ypperlig. Kurvan går brant upp till höga värden för reflektansen, så det behövs inte någon tjock film för att få bra reflektans. Redan vid en tjocklek på 10 nm är reflektansen över 0,7 och vid 15 nm en bra bit över 0,8. Detta gäller för en våglängd på omkring 530 nm. Samtidigt minskar reflektansen mycket då filmen blir lite tunnare.

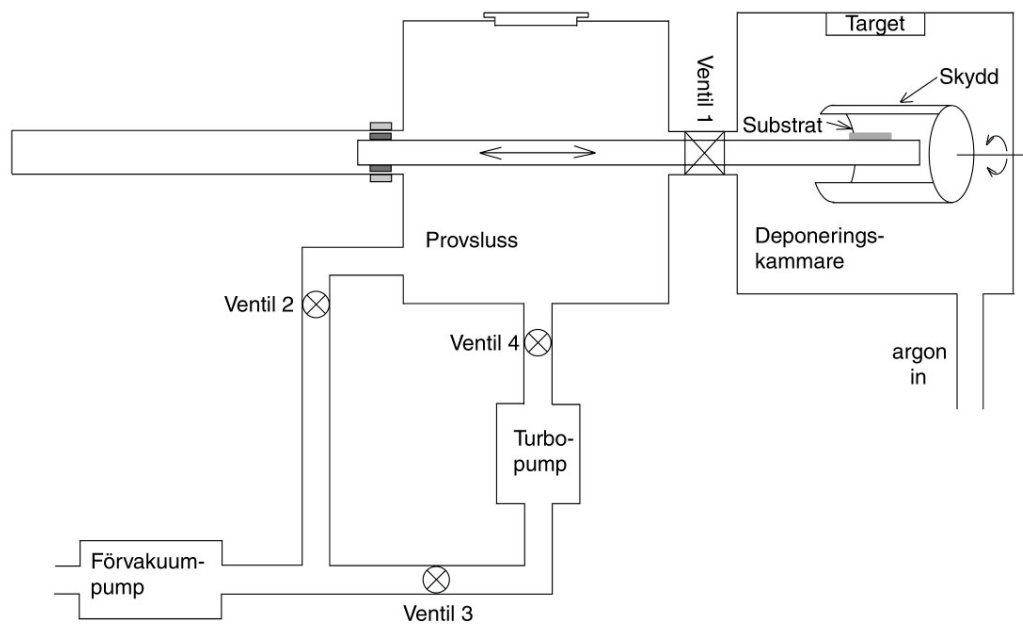
För att välja en annan metall som ska undersökas experimentellt kan man titta på alla kurvor över hur snabbt tjockleken minskar. Man ser att halvmetallen tellur verkar vara intressant. Det är den som, enligt simuleringen, förångas snabbast. Även vismut och antimon som också är halvmetaller verkar förångas mycket snabbt. Något sämre, men fortfarande mycket snabba verkar först tenn och därefter mangan vara. Alla dessa metaller respektive halvmetaller har sämre reflektans än aluminium. Det är inte förvånande att de ämnen som förångas snabbast har relativt dålig reflektans eftersom den energi som reflekteras bort inte bidrar till uppvärmningen i metallen. En annan metall som är intressant är indium. Indium har betydligt bättre reflektans än tellur, vismut, antimon, tenn och mangan, fast fortfarande inte lika bra som aluminium, men verkar ändå förångas relativt snabbt. Av dessa valdes till slut tenn ut för att testas experimentellt. Dels för att tenn ansågs säkrare att arbeta med rent arbetsmiljömässigt, dels var det ett enkelt alternativ då tenn fanns lätt tillgängligt. Det vore dock mycket intressant att i ett fortsatt arbete även jämföra tellur, vismut eller antimon samt indium med tenn och aluminium.

Med vägledning av reflektanskurvan valdes att göra en aluminiumfilm runt 20 nm tjock och några något tunnare. Även för tenn valdes att göra en film runt 20 nm och ett par stycken lite tjockare.

Sputtring

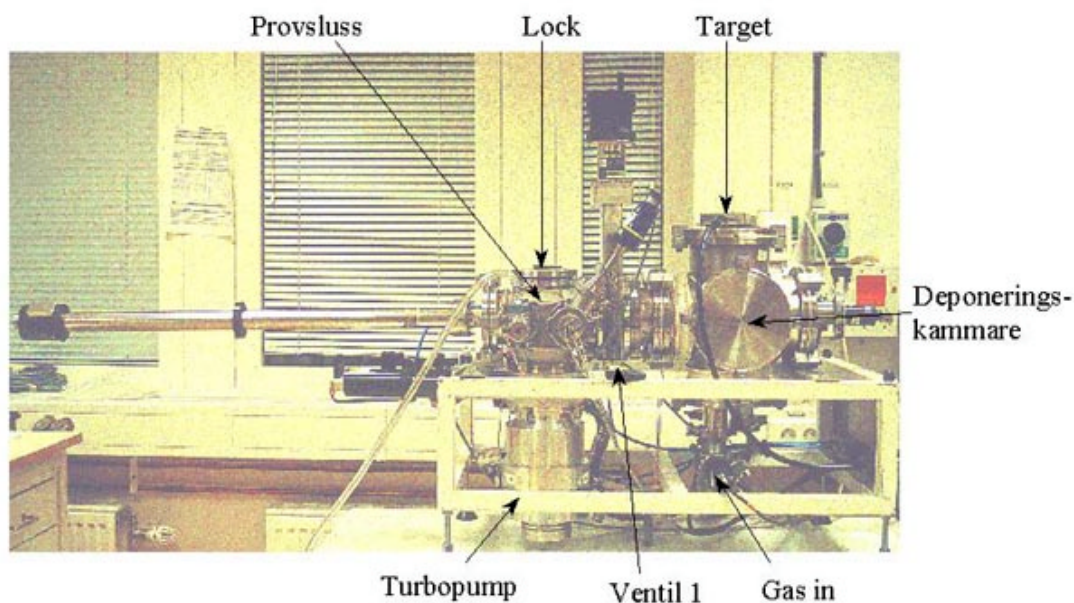
Experimentuppställning

I figur 17 syns en schematisk bild av det vakuumsystem som användes för sputtringen. Substratet läggs på substrathållaren i provslussen. Då ventil 1 är öppen kan man med hjälp av magneter skjuta in substrathållaren i deponeringskammaren. Ett skydd i deponeringskammaren kan vridas så att substratet antingen träffas av eller skyddas från targetatomer om sputterprocessen är igång.



Figur 17: Schematisk bild av det vakuumsystem som användes

I figur 18 visas ett foto av vakuumsystemet där filmerna sputtrades.



Figur 18: Foto av vakuumsystemet där metallfilmerna sputtrades

Metod

Vid sputtringen av filmerna lades först det rena substratet på substrathållaren i provslussen. Ventil 1, se figur 17, var då stängd för att inte utsätta deponeringskammaren för atmosfärstryck. När substratet var på plats stängdes provslussen och ventil 2 öppnades för att pumpa ner trycket till turbopumpens arbetstryck varpå ventil 2 stängdes och ventil 3 och 4 öppnades. När trycket sjunkit till omkring 1 mbar öppnades ventil 1 och substratet fördes in i

deponeringskammaren. Trycket fortsattes sedan att pumpas ner så långt som var möjligt under rimlig tid. Det tryck som då nåddes kallades bastryck och låg på i storleksordningen 10^{-6} mbar. Efter det släpptes argon in i vakuumsystemet så att trycket steg till i storleksordningen 10^{-3} mbar, deponeringstrycket. Sputtringen skedde sedan vid en spänning på omkring 350 V mellan substrathållaren och targeten.

För att bli av med eventuella föroreningar på targeten innan själva filmdeponeringen, görs först en så kallad rensputtring. Detta går till så att man sputtrar samtidigt som man har ett skydd som blockerar atomerna från targeten att träffa substratet. Detta pågår i ungefär en minut och sker på nytt innan varje ny film sputtras. När skyddet tas bort börjar deponeringen på substratet. Deponeringen avslutas med att skyddet åter sätts så det blockerar substratet, varpå spänningen sänks och sputterprocessen upphör.

Filmens tjocklek varierar vanligen genom att variera tiden den sputtras, men kan även varieras till exempel genom att man använder olika effekt, U·I. För att bestämma den tid som filmen ska sputtras för att få önskad tjocklek, sputtrades först en film under längre tid varpå dess tjocklek mättes med en profilometer. Sedan räknades den tid som behövs för att få önskad tjocklek på filmen ut. Detta måste göras för varje metall eftersom beläggningshastigheten varierar för olika metaller.

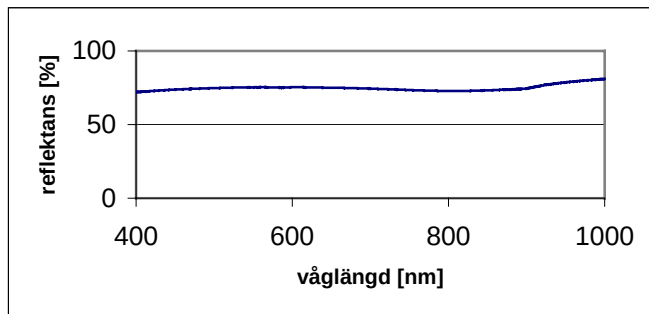
Ett antal filmer med olika tjocklek gjordes av aluminium och tenn. Deras tjocklekar mättes i profilometern och deras reflektans i en spektrometer.

Resultat och diskussion

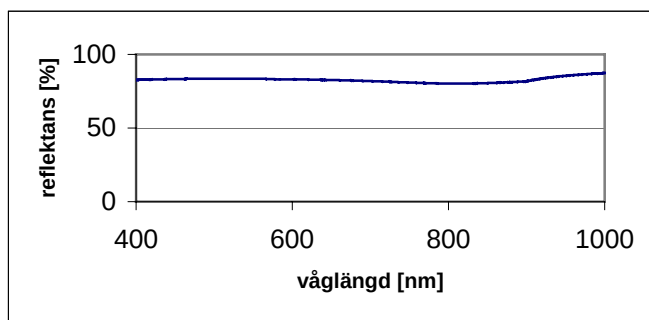
Resultaten av profilometermätningarna blev ganska brusiga. Detta kan till viss del bero på att filmerna var något för tunna för den mätmetoden. Det är också troligt att filmerna inte är speciellt jämna. En uppskattning av filmernas tjocklek gjordes i alla fall på det här sättet. Tjockleken på de filmer som slutligen valdes ut för experiment med laserbeskjutning uppskattades till 11 respektive 20 nm för aluminiumfilmerna och 20 respektive 40 nm för tennfilmerna.

Om man istället räknar ut hur tjocka dessa filmer borde vara utifrån hur länge de sputtrades när man jämför med profilometermätningen på den tjockare filmen som sputtrades under längre tid får man att aluminiumfilmerna istället är 12,5 respektive 17,5 nm. Vilket inte skiljer så mycket jämfört med profilometermätningarna. För tennfilmerna måste även en kompensation göras då den film som sputtrades under längre tid sputtrades med en effekt på 150 W medan de tunnare filmerna sputtrades med en effekt på 100 W. Detta görs genom att jag antar att tjockleken växer $\frac{2}{3}$ så snabbt vid en sputtereffekt på 100 W jämfört med den på 150 W. Uträkningarna ger filmtjocklekar för tennfilmerna på 16,5 respektive 25 nm. Det vill säga ganska mycket tunnare än resultatet av profilometermätningarna. Orsaken till att tenn sputtrades med 100 W istället för med 150 W var att tennfilmerna tenderade till att få en mjölkvit yta. Vad denna vita yta egentligen var är osäkert. Det skulle kunna vara en oxid. En annan möjlighet är att det kan ha varit en annan form av tenn, så kallat grått tenn som inte alls har samma egenskaper som så kallat vitt tenn som är silvervitt, men det troliga är nog att det kommer från ojämnheter i ytan. Hur som helst verkade ytan på filmen bli något bättre då den sputtrades med 100 W.

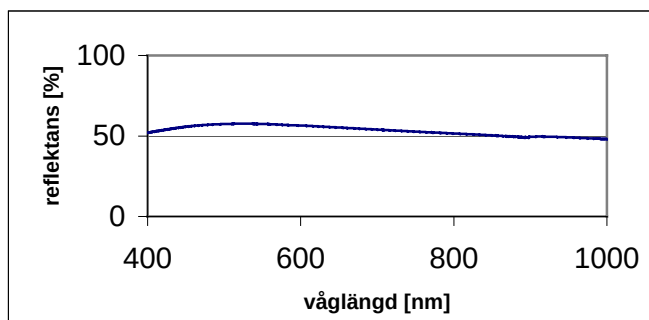
När reflektansen hos de fyra filmerna mättes i en spektrometer erhöles resultaten i figur 19, 20, 21 och 22. För fullständighetens skull finns även en reflektanskurva för ett rent glassubstrat med, figur 23.



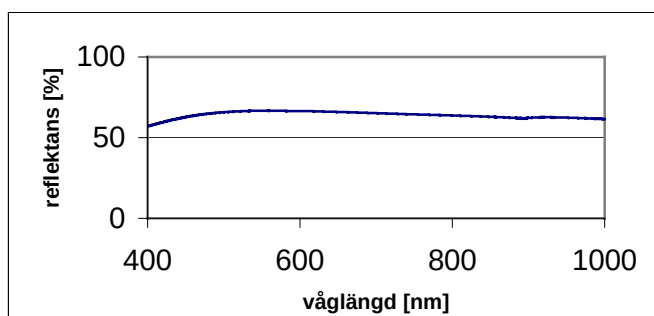
Figur 19: Reflektansen som funktion av våglängden för tunna aluminiumfilmen



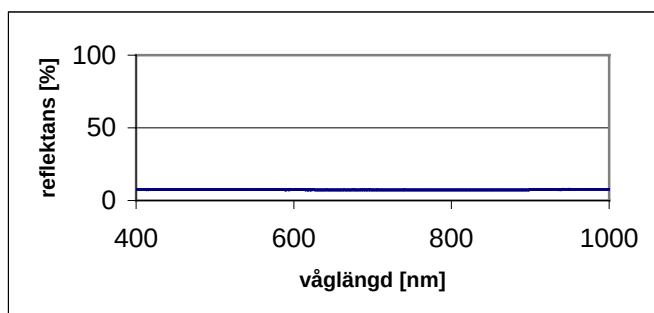
Figur 20: Reflektansen som funktion av våglängden för tjocka aluminiumfilmen



Figur 21: Reflektansen som funktion av våglängden för tunna tennfilmen



Figur 22: Reflektansen som funktion av våglängden för tjocka tennfilmen



Figur 23: Reflektansen som funktion av våglängden för det rena glassubstratet

Man kan också uppskatta tjockleken utifrån filmens reflektans. Eftersom reflektansen beror på tjockleken kan man räkna ut vilken tjocklek som motsvarar den reflektans man uppmätt. Nu beror ju reflektansen även på våglängden, och eftersom de uträknade värdena inte alltid stämmer precis med verkligheten, till exempel används kanske inte exakt rätt brytningsindex i modellen, får man olika resultat för olika våglängder. Tar man värden på den uppmätta reflektansen för våglängderna 400, 500, 600, 700, 800, 900 och 1000 nm och ser vilka tjocklekar dessa värden motsvarar, får man sju olika tjocklekar. För den tunna aluminiumfilmen ligger värdena mellan 9 och 13 nm, för den tjockare aluminiumfilmen ligger värdena mellan 13,5 och 18 nm. För tennfilmerna ligger värdena mellan 7,5 och 17 nm respektive mellan 12,5 och 22,5 nm, det vill säga ett mycket större intervall. Anledningen till att det blir ett så stort intervall beror på att de olika våglängderna ger så olika resultat för filmtjockleken. Detta innebär med stor sannolikhet att de värden på brytningsindex som användes för tenn i modellen inte var helt rätt för alla våglängder och eftersom reflektansen beror mycket kraftigt på brytningsindex kommer det påverka resultatet kraftigt. Som nämndes tidigare fanns inte brytningsindex för tenn tabellerade i det aktuella våglängdsintervallet utan de fick uppskattas från en graf.

Tabell 2: Filmernas tjocklek enligt olika mätmetoder och uträkningar.

Mätmetod	Profilometer [nm]	Sputtringstid [nm]	Spektrometer min [nm]	Spektrometer max [nm]
Tunn aluminium	11	12,5	9	13
Tjock aluminium	20	17,5	13,5	18
Tunn tenn	20	16,5	7,5	17
Tjock tenn	40	25	12,5	22,5

Resultaten av de olika metoderna att mäta tjockleken är sammanfattad i tabell 2. Tyvärr är osäkerheten för att ta reda på filmtjockleken större när det gäller tennfilmerna i alla metoder, så något säkert värde kan inte anges för dessa, men de bör ligga omkring 8 till 20 respektive 13 till 40 nm. För aluminiumfilmerna blir inte osäkerheten riktig lika stor även om det inte heller där går att ange något exakt värde. De bör ligga mellan 9 och 13 nm respektive mellan 14 och 20 nm. I fortsättningen kommer filmerna att benämnas den tjocka och den tunna aluminiumfilmen och den tjocka och den tunna tennfilmen.

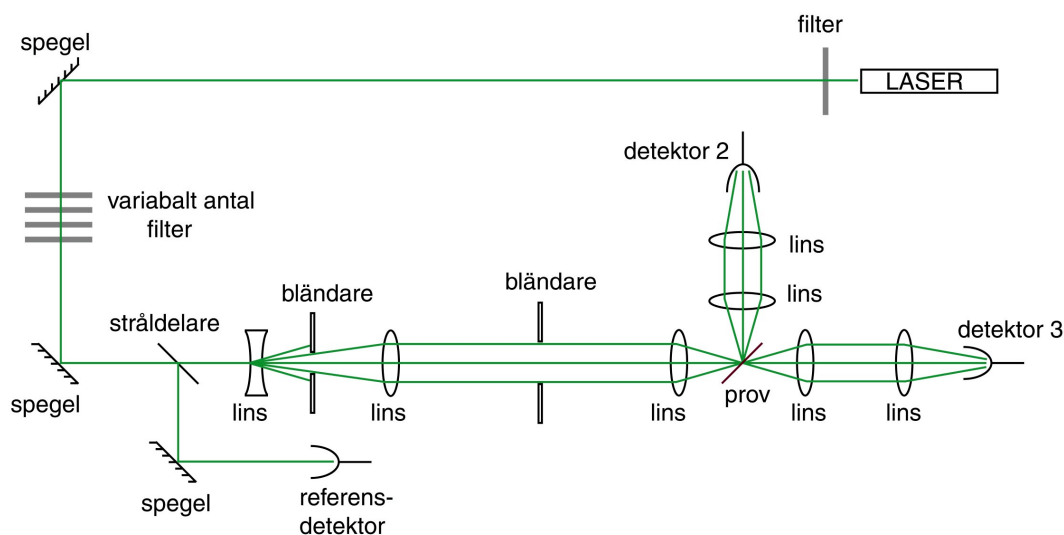
Man ser också i figurerna 19-22 att reflektansen är relativt jämn över i alla fall alla synliga våglängder för alla metallfilmer. Detta innebär att man inte förlorar någon färginformation då de används som speglar. Alla filmerna har också acceptabelt hög reflektans, även om reflektansen för den tunna tennfilmen ligger på gränsen.

Laserbeskjutning

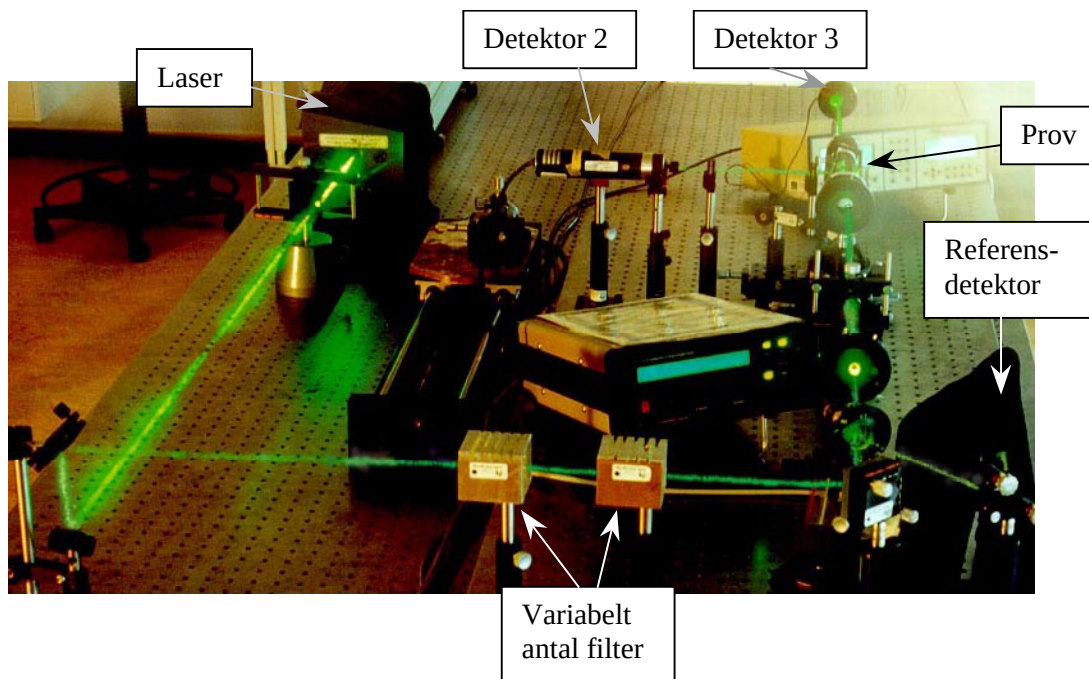
För att kunna jämföra hur effektiva olika sorters metallfilmer är som optiska säkringar besköts de med laserpulser varvid den reflekterade och transmitterade ljusenergin mättes. För att en film ska vara lämplig som laserskydd måste den mycket snabbt förångas så den inte reflekterar den farliga laserstrålningen.

Experimentuppställning

Figur 24 visar en schematisk bild av experimentuppställningen och för att ge en uppfattning om hur det såg ut i verkligheten visar figur 25 ett foto av det optiska bordet där experimenten utfördes.



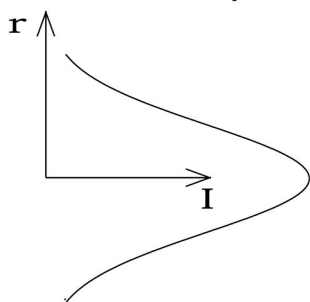
Figur 24: Schematisk bild av laseruppställningen



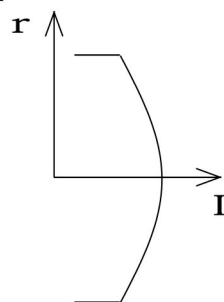
Figur 25: Foto av optiska bordet där experimenten utfördes.

Lasern som användes var en Surelight tillverkad av Continuum. Det är en frekvensdubblad Nd-YAG laser som avger laserpulser med en våglängd på 532 nm. Laserpulserna var 5 ns långa och kunde ställas in så de avgavs med en frekvens på 10 Hz eller som singelpulser. Först går laserstrålen genom ett gråfilter som absorberar 90% av ljuset. Detta gjordes för att vara säker på att inte skada optiken i uppställningen. Efter att ha passerat ett par speglar går strålen genom filterhållare där man, genom att sätta i lämpliga gråfilter, kan variera energin i laserpulsen i resten av strålgången. Därmed går det att låta metallfilmen träffas av olika höga energier. Efter att ha passerat ytterligare en spegel delas strålen upp i en stråldelare. Den del som reflekteras går till en referensdetektor som mäter energin i varje laserpuls. Från dess mätvärde kan man räkna ut hur stor energi som träffar provet. Detta måste göras eftersom pulsenergin varierar en del från puls till puls. Den del som transmittas i stråldelaren går vidare till en konkav lins där strålen sprids. En bländare skärmar av det av strålen som sprids mest, resten passerar en konvex lins som samlar ihop ljuset till en parallell stråle igen. Detta ändrar strålprofilen så den mer liknar en så kallad "tophat" profil, i stället för att vara relativt gaussisk, se figur 26. Det gör man för att man vill ha en jämnare strålprofil. Antagligen är inte strålprofilen helt gaussisk från början och genom denna transformation snyggas strålprofilen till. En bonus är att man samtidigt får en strålprofil som antagligen mer liknar den man har i ett realistiskt hot från en fientlig laser.

Gaussisk strålprofil



Tophatliknande strålprofil



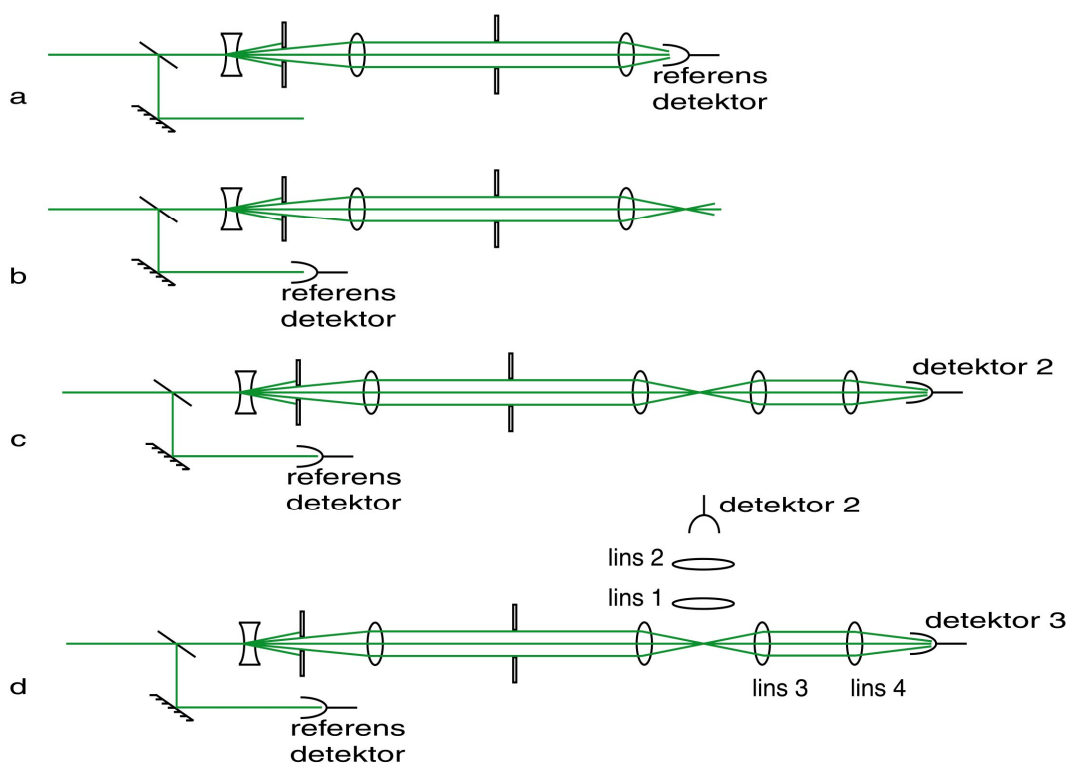
Figur 26: En gaussisk strålprofil som den ser ut före linserna, och en mer “tophatliknande” strålprofil, som den ser ut efter linserna. Detta är naturligtvis en idealisering.

Efter den konvexa linsen passerar laserljuset ytterligare en bländare som ger strålen en diameter på 20 mm. För att ljuset ska fokuseras på metallfilmen går strålen sedan genom en konvex lens med fokallängd 100 mm. Då ljuset träffar provet kommer en del att reflekteras och en del att transmittas. Dessa båda delar kommer att samlas upp av linser för att sedan gå in i en detektor varvid energin mäts. En stor del av ljuset kommer också att spridas åt andra håll eller absorberas i provet.

Metod

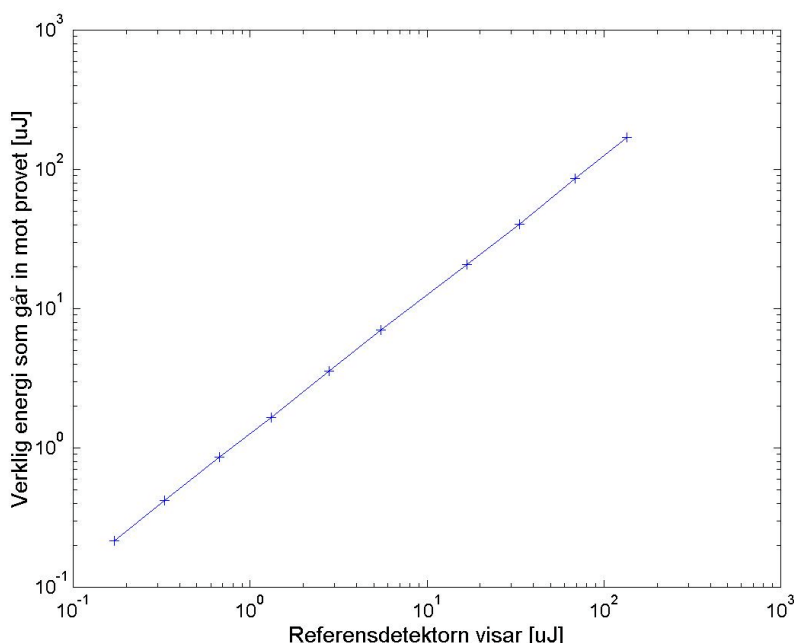
Kalibrering

Innan mätningarna kunde börja måste uppställningen kalibreras, så att man vet vad de avlästa mätvärdena motsvarar för energi vid provet. Detta gick till så att referensdetektorn, som var kalibrerad av GRS den 18/2-00 och visar rätt energi, ställdes på platsen för provet, se figur 27a.



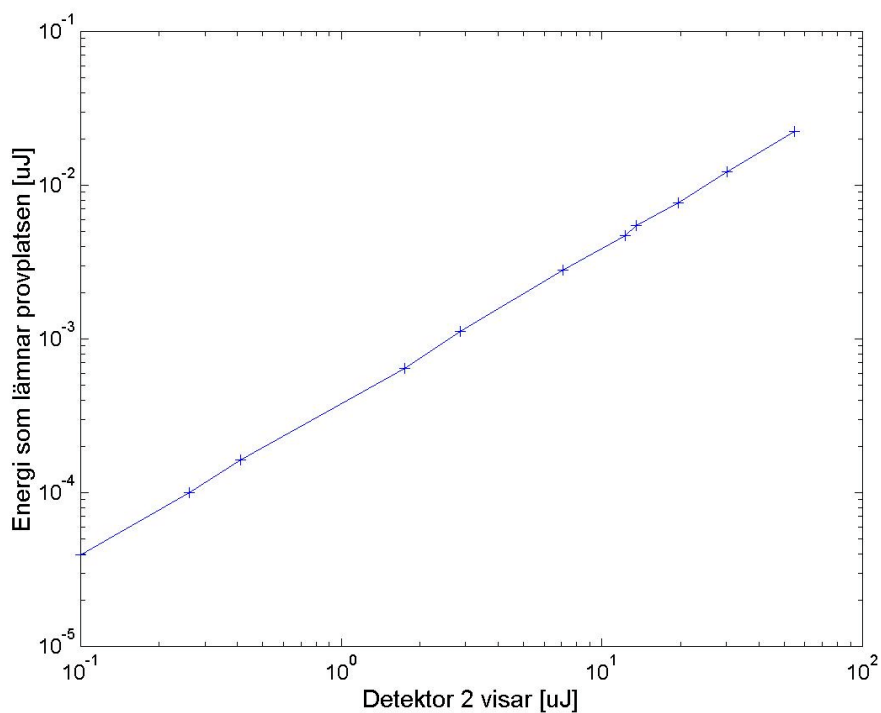
Figur 27: Detektorernas placering under olika stadier av kalibreringen.

Den energi som nådde detektorn mättes. Här togs ett medelvärde över ett antal hundra laserpulser. Genom att ändra filteruppsättningen gjordes detta för ett antal olika energier. Sedan sattes referensdetektorn vid dess riktiga plats och alla mätningarna gjordes om med samma filteruppsättningar, figur 27b. Genom att för varje filteruppsättning ta den energi som uppmättes vid provplatsen E_{prov} och dela med den energi som uppmättes på referensplatsen, E_{referens} , får man en kvot, X_{referens} som sedan kan multipliceras med de värden man mäter upp vid referenspunkten för att få värdena vid provplatsen. Eftersom värden på E_{prov} och E_{referens} uppmätts vid flera energier kunde ett medelvärde av alla kvoter tas. Dessutom plottades E_{prov} mot E_{referens} varpå man fick en rät linje, figur 28. Detta innebär att kvoten inte ändras för olika energier utan att man kan använda samma kvot för alla energier.



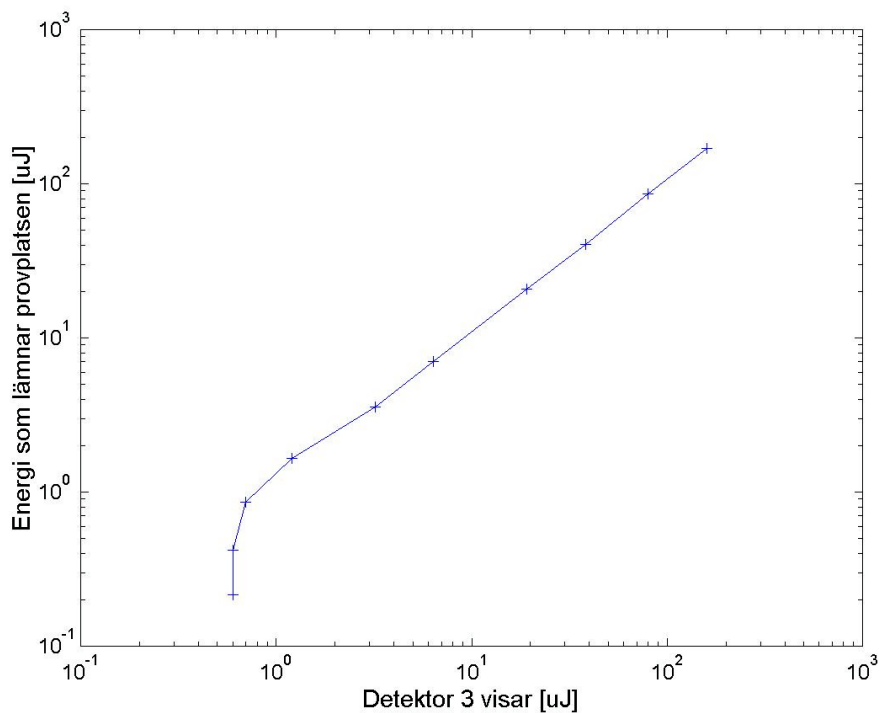
Figur 28: Kalibreringskurva 1

Sedan kalibrerades detektor 2 mot referensdetektorn. Detta gjordes genom att detektor 2 sattes på platsen för detektor 3 enligt figur 27c ovan. Observera att det inte fanns något prov på provplatsen. Ytterligare ett antal mätningar gjordes och genom att avläsa referensdetektorn kunde energin in till provplatsen räknas ut som $E_{\text{referens}} \cdot X_{\text{referens}}$. Då det inte fanns något prov på plats var detta också den energi som lämnade provplatsen. Medelvärdet $\bar{X}_2$, av kvoten $X_2 = (E_{\text{referens}} \cdot X_{\text{referens}}) / E_2$ bildades och genom att multiplicera $\bar{X}_2$ med det värde man läser av detektor 2 fås energin som lämnar provet. Efter att ha plottat $E_{\text{referens}} \cdot \bar{X}_{\text{referens}}$ mot E_2 ser man att det blir ett linjärt förhållande och övertygar sig därmed om att samma kvot gäller för alla energier inom det område som används i dessa försök. Se figur 29. Lins 1 och 2 i figur 27d antas nu vara precis likadan som lins 3 och 4, så att samma kvot kan användas när detektor 2 sätts på sin riktiga plats.



Figur 29: Kalibreringskurva 2

Samma procedur upprepas därefter för detektor 3, figur 27d, varpå man får en tredje kvot, X_3 , som kan multipliceras till värdet från detektor 3 för att få den energi som transmitteras genom filmen. Här är det dock tydligt att alltför låga energivärden inte ger något tillförlitligt resultat för detektor 3, se figur 30



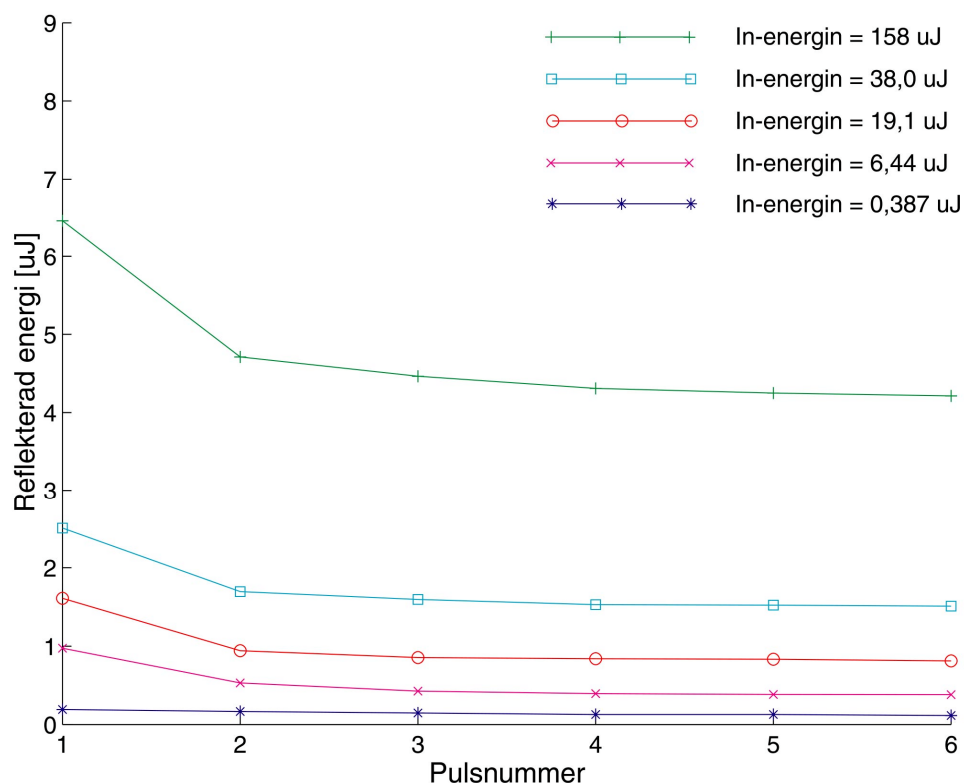
Figur 30: Kalibreringskurva 3

Mätningar på metallfilmer

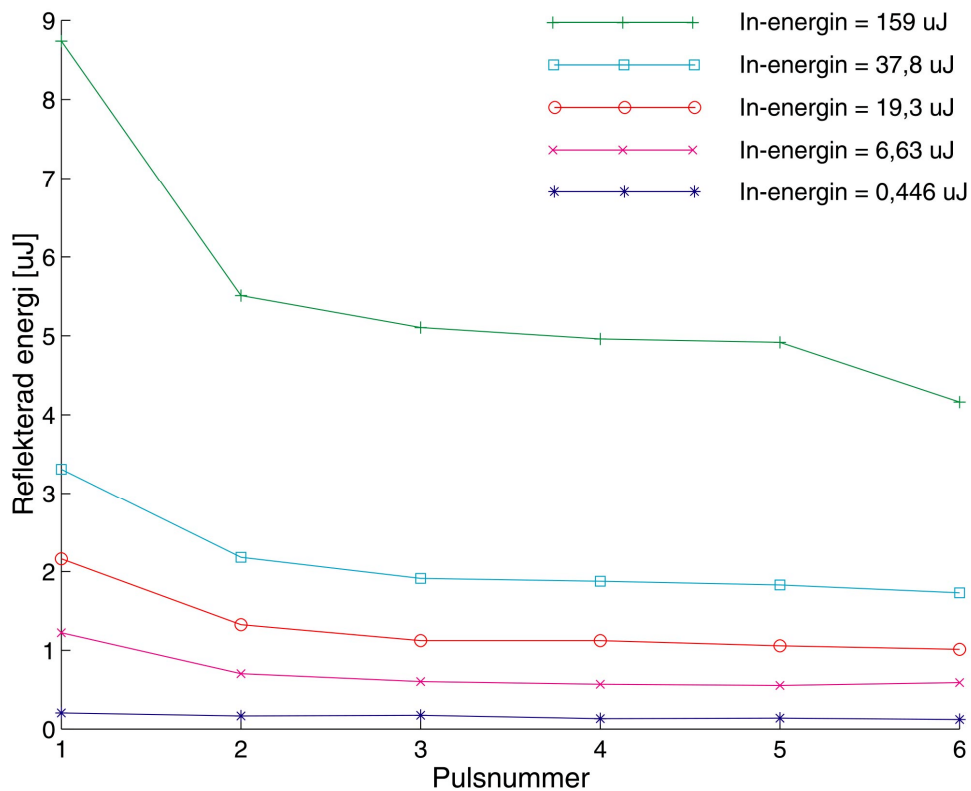
När sedan de riktiga mätningarna påbörjades lästes referensdetektorn, detektor 2 och detektor 3 av. Dessa värden multiplicerades med X_{referens} , X_2 respektive X_3 för att få inenergin, reflekterad energi respektive transmitterad energi. Då mätvärdena skiljer sig ganska kraftigt åt från puls till puls, även om precis samma förutsättningar föreligger, togs ett medelvärde över flera mätningar. För varje film gjordes följande: Först sköts en puls med viss filteruppställning i filterhållarna och mätvärdena lästes av. Detta upprepades sammanlagt sex gånger så att energivärden för första, andra, tredje, fjärde, femte och sjätte pulsen erhöles. Därefter flyttades provet en aning så att lasern träffade en ny yta varpå sex nya pulser avfyrades. Dessa mätningar om sex pulser upprepades sammanlagt tio gånger. På så sätt kunde ett medelvärde över tio värden räknas ut för var och en av de sex första laserpulserna. Efter dessa 6×10 mätningar byttes filter i filterhållaren för att få en annan inenergi och hela proceduren upprepades, nu för den nya inenergin. Detta gjordes för sammanlagt tio olika filteruppsättningar. När detta var klart byttes film och allt gjordes om på nytt för de andra proven.

Resultat och diskussion

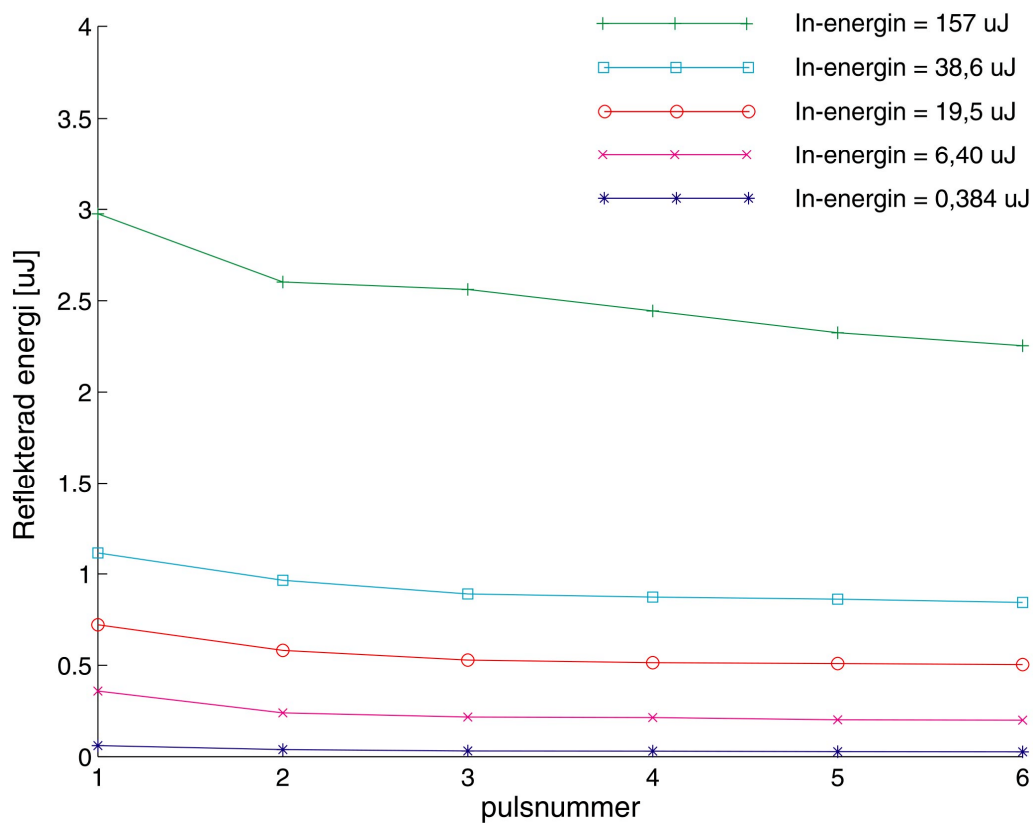
I figur 31, 32, 33, 34 och 35 visas den reflekterade energin som funktion av vilken puls i ordningen det var som träffade provet för alla fyra filmerna samt för det rena glaset. I varje figur är flera kurvor inritade, var och en motsvarar en viss inenergi.



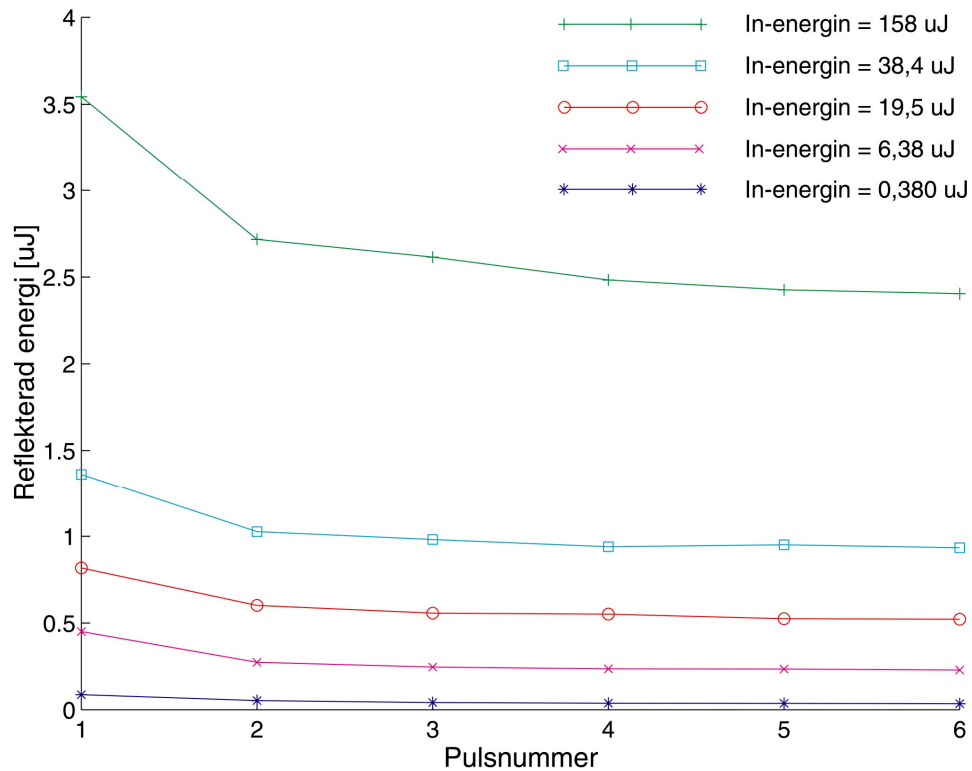
Figur 31: Reflekterad energi som funktion av vilken puls i ordningen som faller in mot den tunna aluminiumfilmen.



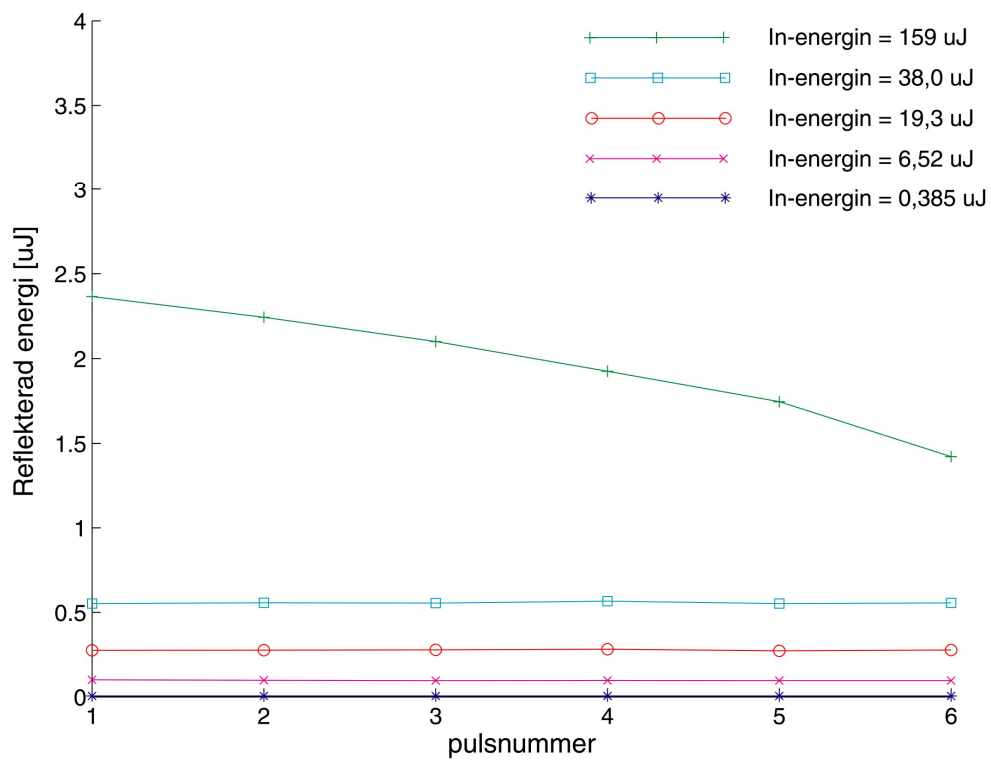
Figur 32: Reflekterad energi som funktion av vilken puls i ordningen som faller in mot den tjocka aluminiumfilmen.



Figur 33: Reflekterad energi som funktion av vilken puls i ordningen som faller in mot den tunna tennfilmen.



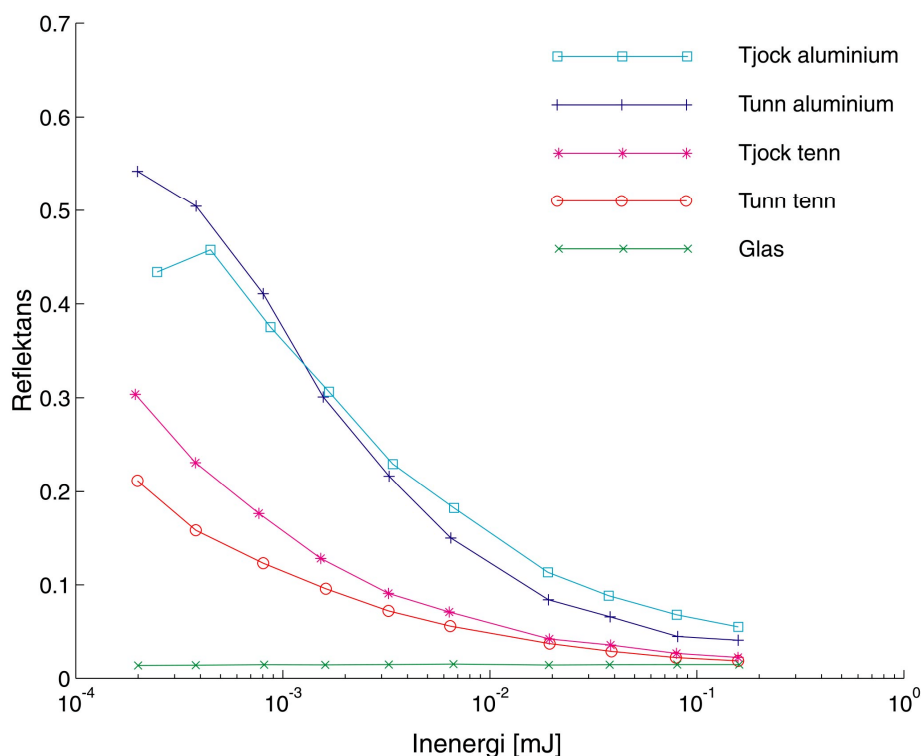
Figur 34: Reflekterad energi som funktion av vilken puls i ordningen som faller in mot den tjocka tennfilmen.



Figur 35: Reflekterad energi som funktion av vilken puls i ordningen som faller in mot glassubstratet.

Av dessa figurer kan man se att metallfilmerna genomgående reflekterar mest energi under första pulsen men sedan är den reflekterade energin ganska konstant under de följande pulserna. Detta tyder på att filmen förångas redan under första pulsen och sedan minskar inte reflektansen så mycket mer. Observera att värdet för den första pulsen inte visar vad det oskadade provet reflekterar, utan energin som reflekteras under första pulsen. Provet kanske förstörs redan under de första bråkdelarna av pulsen. Glaset reflekterar lika mycket för alla pulser utom vid den högsta inenergin då även glaset uppenbarligen blir skadat. Det kan man också se i figur 38, som visar mikroskopfoton av skador på proven. Det är tydligt att glaset har en skada. Denna skada är däremot inget som till största delen händer under första pulsen. Egentligen ger inte figur 35 en helt sann bild av hur den reflekterade energin varierar med antalet pulser som träffar provet. Figuren visar ju ett medelvärde av flera försök, men om man tittar på varje enskilt försök för sig skulle man se att reflektansen ligger på en ganska jämn nivå under ett antal pulser, sedan sjunker reflektansen plötsligt ner och blir snabbt lägre och lägre för varje puls. Vid vilken puls i ordningen denna nergång börjar är olika från försök till försök.

I figur 36 visas reflektansen, det vill säga reflekterad energi delat med infallande energi, vid första pulsen som funktion av inenergin för de fyra metallfilmerna samt för glassubstratet. Observera här att det är en logaritmisk skala på inenergiakseln.



Figur 36: Reflektansen som funktion av infallande energi vid första laserpulsens för de fyra filmerna samt för glas.

I första hand ser man att aluminium ger högre reflektans än tenn vid alla energier och inga av metallfilmerna får lägre reflektans än substratet vid någon energi. Man ser också att reflektansen vid första pulsen beror mer på vilken metall som används än vilken tjocklek filmen har. Tittar man dessutom på figur 31-34 ser man att, speciellt för tenn, verkar tjockleksskillnaden ha ännu mindre betydelse för övriga pulser. Givetvis beror det på hur mycket man varierar tjockleken, men i området kring några

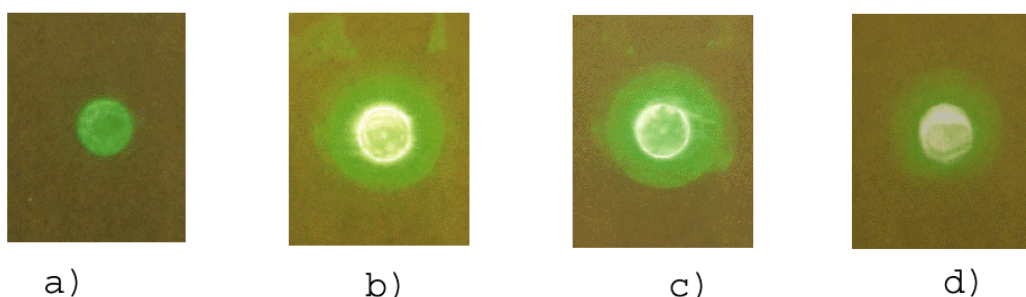
total nanometer verkar en tjockleksskillnad med +/- 50% göra mindre skillnad än att byta metall. Det bör dock påpekas att det finns en stor osäkerhet i tjockleksmätningarna för tennfilmerna.

Alla metallfilmer har högre reflektans vid låga inenergier och då inenergin ökar sjunker reflektansen mot något värde som gäller för det skadade provet. Detta är inte så konstigt eftersom det är rimligt att högre energier skadar provet mer och snabbare. Det är svårt att säga vilket reflektansvärde kurvorna går mot om man höjer inenergin ytterligare, men lägre reflektans än för det rena substratet bör det i alla fall inte bli. Nu såg vi i figur 35 att även glaset skadas vid högre energier och alltså är det möjligt att även reflektansen för glas kommer att sjunka även under första pulsen vid ännu högre inenergier.

Vid lägre energier ser man att kurvorna för aluminium planar ut något. Detta är också att vänta eftersom reflektansen vid lägre energier bör gå mot det värde en helt oskadad film har. På tennkurvorna ser man inte något sådan utplaning vid låga energier vilket tyder på att de redan vid de låga energierna på ett par tiondels mikrojoule blir mycket skadade. Det vore intressant att i framtida studier också undersöka dels lägre pulsenergier för att se hur kurvan går mot den reflektans filmen har vanligt, ofarligt ljus, dels högre pulsenergier för att se om reflektansen går ner ytterligare.

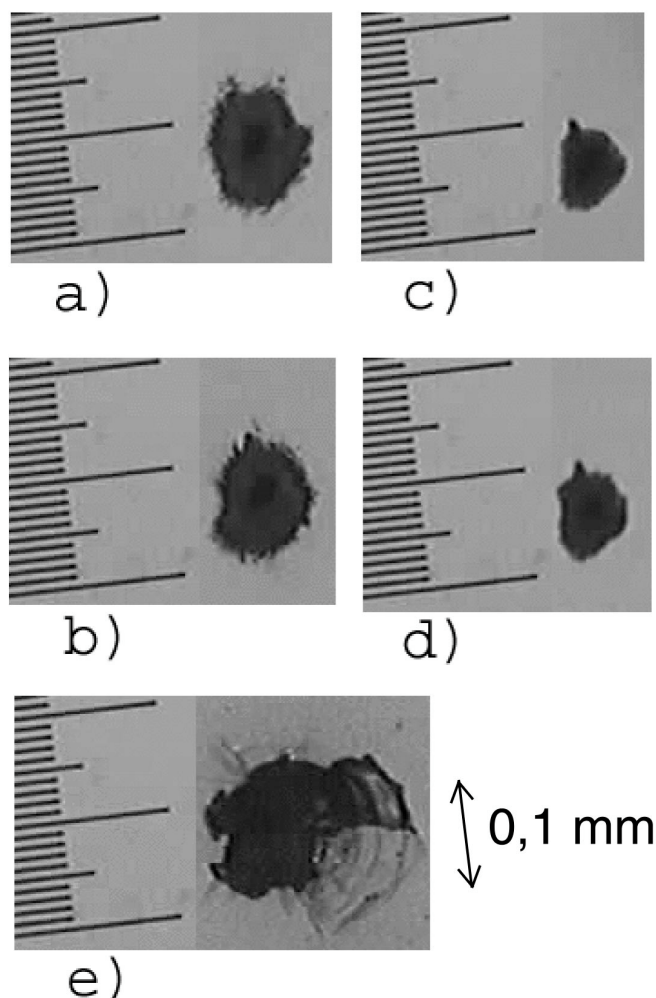
Reflektansen för glas ligger, enligt figur 36, på omkring 1,5%. Normalt brukar man räkna med att glas har en reflektans på ungefär 4% vid ytan mellan luft och glas och lika mycket på baksidan av glaset. En förväntad reflektans hade alltså i alla fall inte legat mycket under 4%. Denna låga reflektans beror antagligen på att laserljuset till stor del var polariserat i infallsplanet då det träffade provet. Detta sänker reflektansen en hel del. Detta konstaterande ger också insikt om att man måste tänka på att laserljuset man vill skydda sig mot är polariserat i okänd riktning.

Vid mätningarna upptäcktes att den reflekterade laserstrålen hade en intensitetsfördelning som i de flesta fall mer såg ut som en ring än som en prick. I figur 37 visas foton på dessa reflekterade strålar för några av proven. I figur 37a har den tjocka aluminiumfilmen används och inenergin var relativt låg. Där ser man ingen tendens till ring. Inte heller i figur 37d, där glas har används tillsammans hög inenergi, syns någon ring. I figur 37b och framför allt c kan man däremot se ringar. Det skulle kunna innebära att den energi som reflekteras till största delen reflekteras från kanten av det hål som bildas då metallfilmen förångas.



Figur 37: Fotografier av den reflekterade laserstrålen. Vid figur a) har låg inenergi och den tjocka aluminiumfilmen används, vid figur b) har hög inenergi och den tunna aluminiumfilmen används, vid figur c) har hög inenergi och den tjocka tennfilmen används och vid figur d) har höginenergi används på det rena glassubstratet.

I figur 38 visas mikroskopsbilder av de skador som lasern gjort i proven under ett antal pulser.



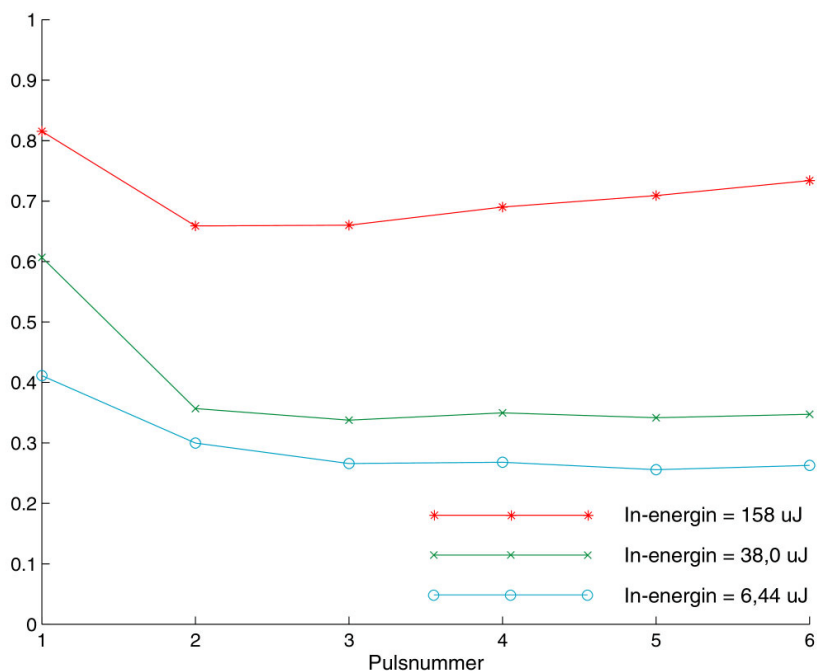
Figur 38: Mikroskopsbilder av de skador som uppkom då proven exponerades för lasern. Avståndet mellan de stora skalstrecken är 0,1 mm och 0,01 mm mellan de små. a) är den tunna tennfilmen, b) är den tjocka tennfilmen, c) är den tunna aluminiumfilmen, d) är den tjocka aluminiumfilmen och e) är glassubstratet.

Man ser att skadorna från prov av samma metall är väldigt lika varandra, filmtjockleken gör ingen större skillnad vad gäller skadans utseende. Tennfilmernas skada är något mer utbredd än skadan på aluminiumfilmen. Är det, som antyds av figur 37, så att en stor del av den reflekterade energin kommer från kanterna av hålet är det ju uppenbart bra att skadan blir så utbredd som möjligt.

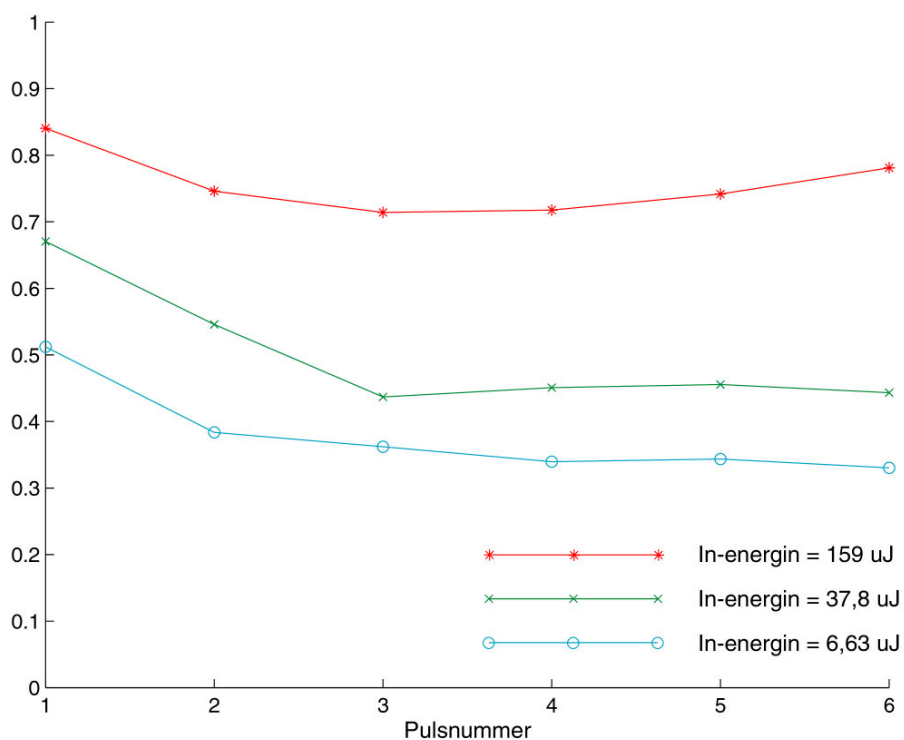
Den största skadan är den på det rena glassubstratet. Det verkar som om metallfilmen har skyddat glaset från att bli skadat på de andra proven. Skadorna för metallfilmerna består endast i att lite av filmen är förångad medan glaset skada är mer dramatisk och tränger ner en bit i själva substratet.

Den reflekterade och den transmittade energin är tillsammans inte lika stor som den infallande energin. En stor del av den energi som faller in mot provet tar alltså vägen

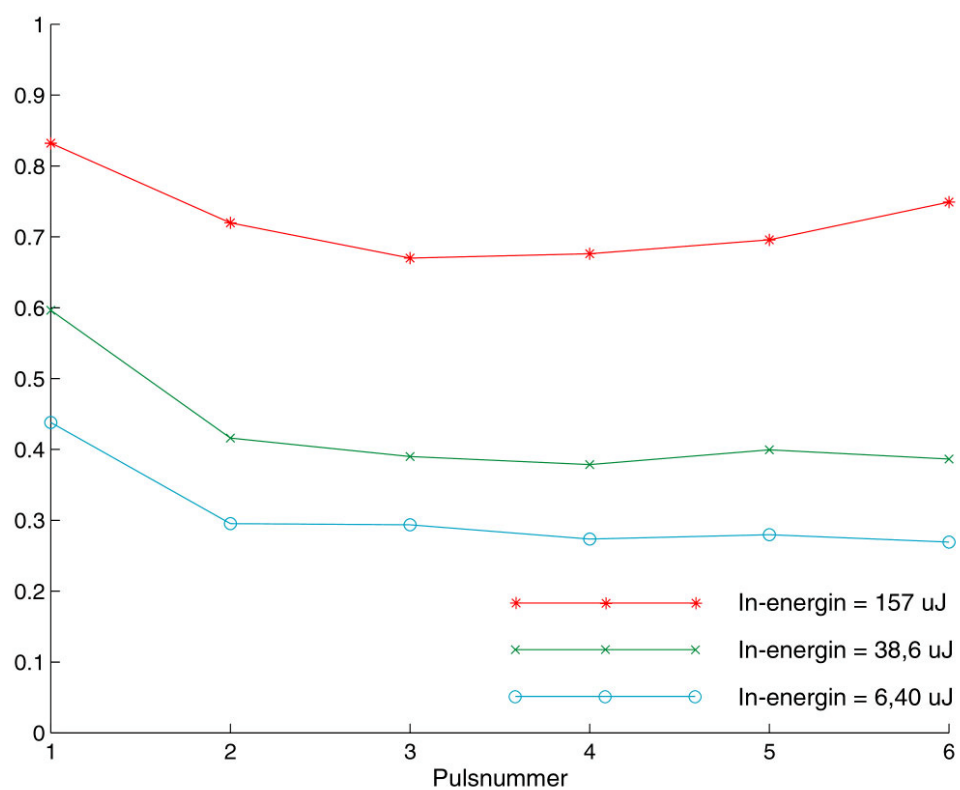
någon annan stans. En del absorberas, annars skulle inte filmen förångas. Mycket sprids också åt alla håll. Nedan, i figurerna 39-43 visas andelen av energin som varken träffar detektor två eller tre av den energin som faller in mot provet som funktion av pulsordningen. I samma graf visas tre olika kurvor för olika inenergier.



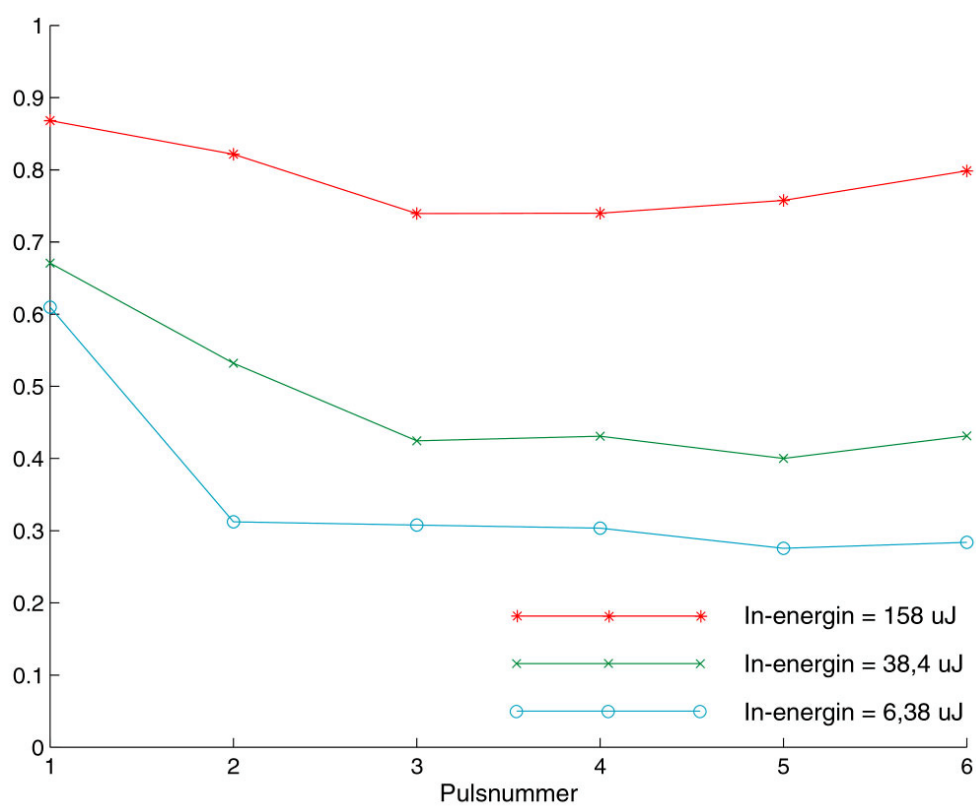
Figur 39: Absorberad och spridd ljusenergi genom infallande energi för den tunna aluminiumfilmen



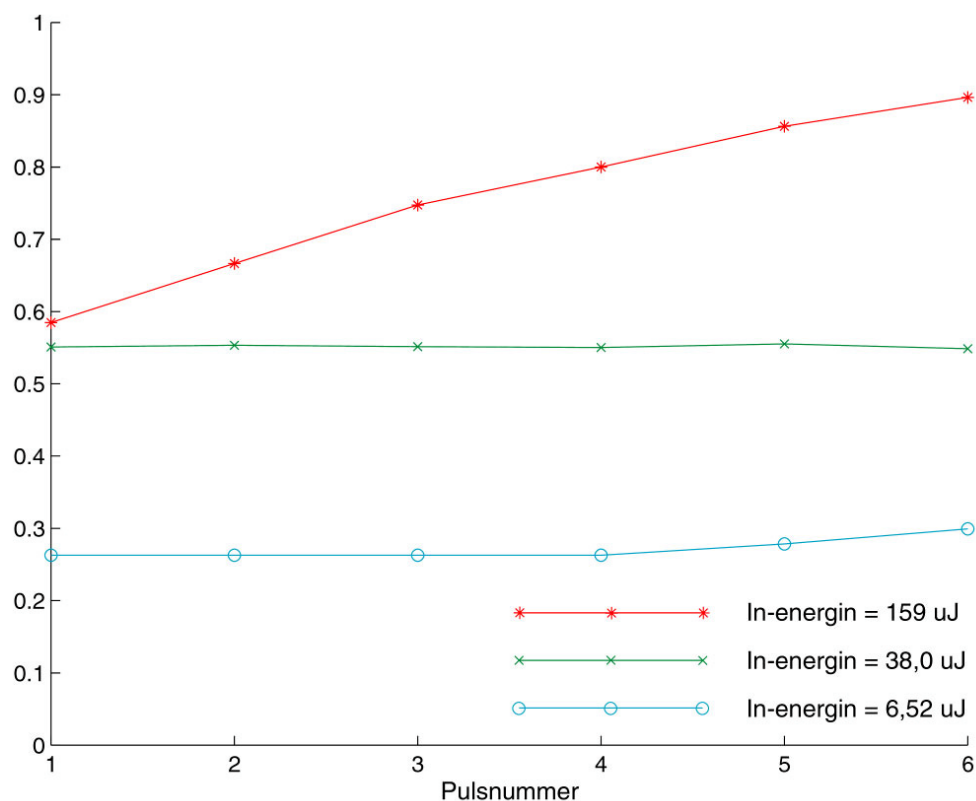
Figur 40: Absorberad och spridd ljusenergi genom infallande energi för den tjocka aluminiumfilmen



Figur 41: Absorberad och spridd ljusenergi genom infallande energi för den tunna tennfilmen



Figur 42: Absorberad och spridd ljusenergi genom infallande energi för den tjocka tennfilmen



Figur 43: Absorberad och spridd ljusenergi genom infallande energi för glassubstratet

Graferna visar att det är en mycket stor del av energin som absorberas och/eller sprids. Större andel av energin verkar absorberas och/eller spridas vid högre infallande energi. Detta är bra eftersom den spridda och absorberade energin inte skadar ögat. I tenn- och aluminiumfilmerna verkar andelen också vara större under första pulsen och i vissa fall även något större under andra pulsen. Detta skulle kunna bero på att det absorberas mer energi i metallfilmen innan den förångats. Vid en inenergi på 159 μJ per puls mot det rena glassubstratet ser man att den absorberade och spridda energin ökar med pulsordningen. Detta visar också, i likhet med figurerna 35 och 38, att glaset blir skadat. Den svagare uppgång vid senare pulser som även syns på metallfilmerna vid den högsta inenergin skulle kunna tyda på att glassubstratet under metallfilmen börjar bli skadat vid dessa energier.

Slutdiskussion

Simuleringarna antyder att tenn skulle förångas snabbare än aluminium och de experimentella resultaten indikerar att reflektansen för tennfilmerna sjunker snabbare än för aluminiumfilmerna då de utsätts för laserstrålning. Även figur 38 visar att tennfilmen verkar förångas lättare i och med att större hål bildas. Således är det lämpligare att använda tennfilmer än aluminiumfilmer i optiska säkringar, såvida det inte ställs mycket höga krav på reflektansen för vanligt, ofarligt ljus. Simuleringarna visade också att tellur, vismut och antimon antagligen förångas ännu snabbare än tenn. Det vore därför mycket intressant att även undersöka dessa ämnen experimentellt. Vid högre krav på reflektansen för vanligt ljus tyder simuleringarna på att indium kan vara en lämplig metall eftersom indium kombinerar en bra reflektans med en ganska snabb förångning.

Att det går att göra metallfilmer som förångas snabbare än aluminiumfilmer är kanske inte så förvånande, men en mycket bra slutsats. Resultaten i "Potential eye and sensor protection from tunable lasers by means of thin film aluminum mirrors" [7], där möjligheterna att använda denna teknik för laserskydd undersökts och där aluminiumfilmer använts, verkade som nämnts tidigare lovande. När metallfilmer som skadas lättare än aluminiumfilmen istället används blir sannolikheten för att tekniken ska kunna utvecklas till ett verkligt skydd ännu större.

En av fördelarna med den här metoden för laserskydd jämfört med till exempel spektrala filter är att det ska ge ett skydd för alla våglängder. Nu har ju visserligen inga experiment gjorts för andra våglängder än för 532 nm, men det finns ingen anledning att tro att det är några större skillnader i förångningshastigheten för andra våglängder, så länge det är samma pulsenergi. Vad som händer vid andra våglängder är att metallernas reflektans och absorptionskoefficient ändras eftersom de beror på metallens brytningsindex och brytningsindexet beror på våglängden. Men det finns inget i principerna för förångningen som gör att metoden bara fungerar för vissa våglängder.

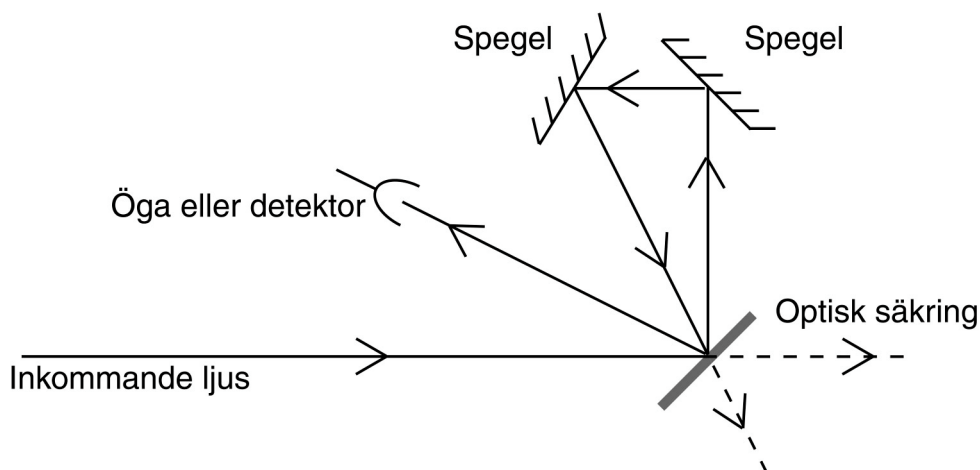
Det finns viss osäkerhet i mätningen av tjockleken på de filmer som använts, men resultaten av simuleringarna, bilaga A, ger bra vägvisning om hur tjocka filmerna bör göras. Det är tydligt att tjockleken bör ligga på i storleksordningen ett par tiotal nanometer, men den optimala tjockleken beror på reflektanskraven och måste undersökas speciellt för den metall som ska användas. De bör vara så tunna som möjligt bara de klarar de krav på reflektans som finns. De experimentella resultaten tyder på att valet av metall är mer kritiskt än filmtjockleken. Därmed inte sagt att det inte är viktigt att försöka optimera tjockleken.

En av de stora poängerna med den här laserskyddstekniken är att den ska ge ett snabbt skydd. Det är därför bra att man ser att filmen verkligen förångas under den första laserpulsen.

Eftersom substratet i någon mening utgör en gräns för hur låg reflektans den skadade säkringen kan få är det viktigt att hitta ett bra substrat. Ett bra substrat ska framför allt ha mycket låg reflektans. Ett svart substrat som absorberar det inkommande ljuset kanske är bättre än ett i huvudsak transmittande substrat. En låg värmeledningsförmåga bör vara en bra egenskap för substratet. I alla fall för

transmitterande substrat, eftersom värmeenergin i så stor utsträckning som möjligt ska värma upp och förångas metallfilmen och inte ledas bort. Något annat som skulle kunna vara bra är ett substrat som skadas, helst på ett sådant sätt att metallfilmen förstörs på ett lite större område. Då slipper man även den del av ljuset som reflekteras av hålets kanter. I ”Potential eye and sensor protection from tunable lasers by means of thin film aluminum mirrors” [7] användes bland annat svart nitrocellulosa som substrat. En annan idé är om det kan vara möjligt att tillverka tillräckligt tunna fristående filmer utan substrat. Då skulle inget ljus reflekteras från något substrat. Helt klart är att det behövs mer studier kring lämpliga substrat.

Ett annat sätt på vilket tekniken med optiska säkringar bör förbättras är hur den är uppbyggd. Det första ljuset som faller in mot säkringen kommer att möta en oförstörd spegel och därmed till stor del reflekteras. Om det går att konstruera säkringen så att ljuset träffar samma punkt på spegeln två gånger innan ljuset når ögat eller sensorn har kanske spegeln hunnit skadas när ljuset träffar den en andra gång. En konstruktion liknande den som visas i figur 44 kanske skulle kunna vara möjlig för att åstadkomma detta, men för att komma fram till exakt hur den ska se ut kräver antagligen i sig väldigt mycket studier. I experimentkapitlet om laserbeskjutning visade det sig att filmerna förstörs redan under första pulsen. Eftersom pulserna var på 5 ns ska i alla fall inte ljuset behöva fördröjas med mer än 5 ns vilket innebär en sträcka på 1,5 m. Detta skulle förvisso göra säkringen mera klumpig, men antagligen klarar man sig med en kortare sträcka. Det är en anledning till att studera förångningen av metallfilmen med hög upplösning i tiden under första pulsen. Ett annat problem är att få ljuset att träffa precis samma punkt andra gången som första. Som framgick av figur 38 är de hål som bildades av laserpulserna i storleksordningen 0,1 mm i diameter. Ännu mindre hål får man vid lägre infallande pulsenergi, dessutom var filmen antagligen inte placerad perfekt i fokus och om detta rättas till kommer hålet att bli ytterligare mindre. Ytterligare komplicerat blir det då man inte vet exakt från vilken vinkel laserstrålen kommer från början.



Figur 44: Schematisk bild på en alternativ geometri för en optisk säkring.

Slutsatser

Det har i tidigare undersökningar visats att optiska säkringar är en lovande teknik för laserskydd. I dessa undersökningar har framför allt aluminiumfilmer används som spegel i säkringarna, vilket under vissa förutsättningar fungerat bra, även om de i alla avseenden inte varit tillräckligt effektiva. I det här examensarbetet konstateras att det är lätt att hitta metaller som förångas snabbare än aluminium. Det visas experimentellt att tenn är en sådan metall och därför är tenn ett intressant ämne för användning i optiska säkringar. Andra metaller som enligt simuleringar verkar intressanta och bör undersökas närmare är indium, tellur, vismut och antimon. Indium bör studeras för att det har en högre reflektans för vanligt ljus än vad tenn har, även om indium antagligen inte förångas riktigt lika snabbt. Tellur, vismut och antimon bör studeras för att de, enligt simuleringarna, förångas snabbare än tenn.

Vilken tjocklek filmerna bör ha beror på vilken metall som används och på reflektanskraven för vanligt ljus, men ligger i storleksordningen några tiotal nanometer. Den exakta tjockleken har ingen avgörande betydelse.

Forskningen kring den här typen av laserskydd bör fortsätta. Först och främst bör forskningen inriktas på att hitta ett bra substrat, som har extremt låg, helst obefintlig, reflektans. Sedan vore det mycket intressant vore det att undersöka hur reflektansen avtar med tiden under första laserpulsens med bra upplösning i tiden. Annat som bör undersökas är möjligheterna till en annan uppställning där ljuset träffar själva säkringen, fördröjs något innan den träffar säkringen en andra gång. Mätningar med andra pulsenergier, framför allt högre, men även lägre och andra pulstider vore också intressant att göra.

Referenser

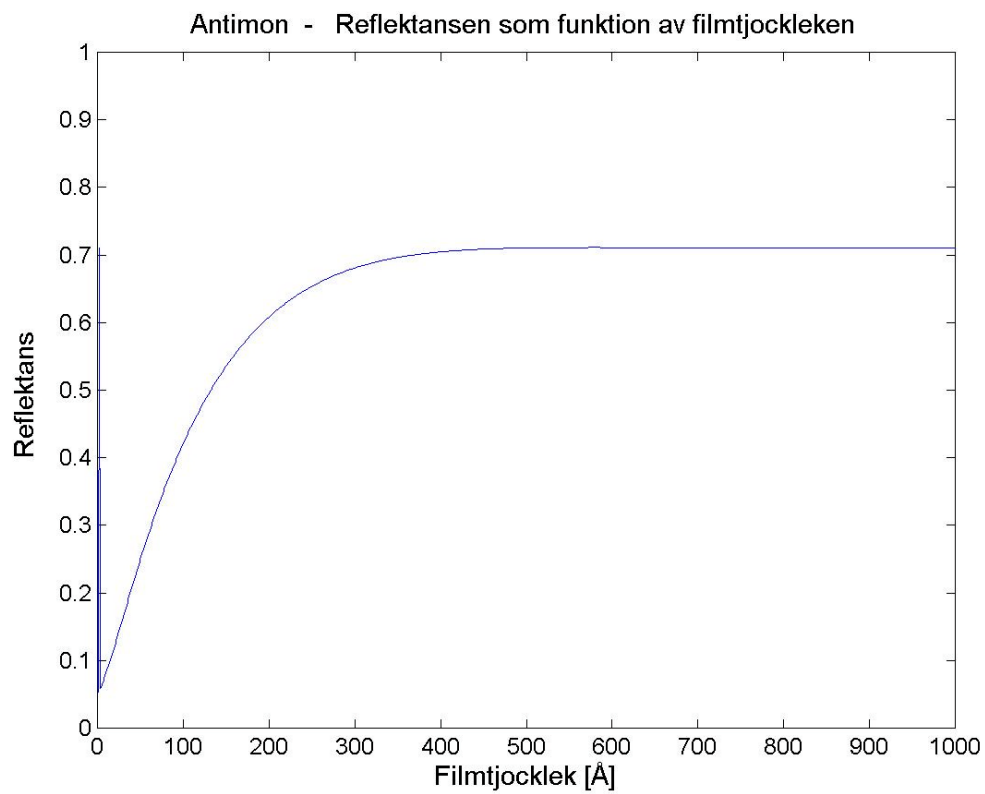
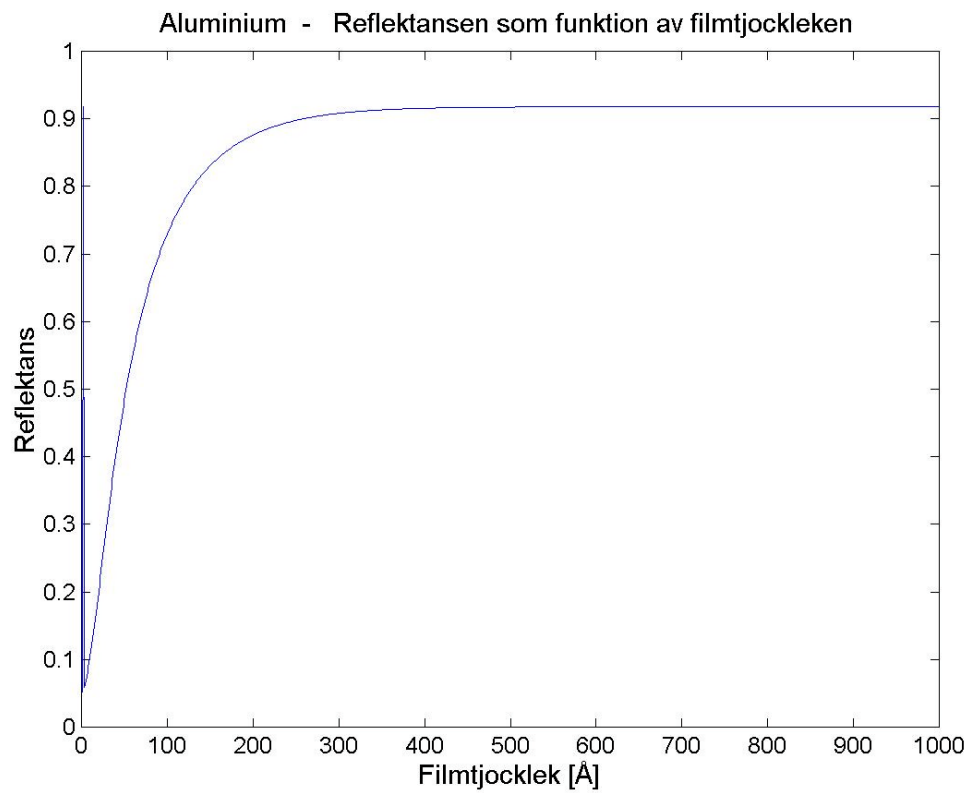
1. S. Svensson et al., *Laser protection using Liquid crystals*, Teknisk rapport, Projekt F-LS dok.ID 10006A, Försvarets forskningsanstalt, Avdelningen för sensorteknik, november 1998.
2. FOI orienterar om elektromagnetiska vapen och skydd, Totalförsvarets forskningsinstitut, ISBN 91-7056-104-4, 2001.
3. Arbetskyddsstyrelsens författningssamling, AFS 1994:8 *LASER*, 1994.
4. H. Kariis, S. Svensson, *Lasersäkerhet*, FOA Memo 00-3457/L, Försvarets forskningsanstalt, 2000.
5. H. Eliasson, D. Evekull, H. Kariis, *Laserskydd med vätskekristallkomponenter*, Vetenskaplig rapport, FOA-R--00-01537-612--SE, Försvarets forskningsanstalt, Avdelningen för sensorteknik, 2000.
6. V. V. Golovlyov, et al., *Dynamics of optical damage of thin aluminum film irradiated by picosecond laser pulses*, Optical Engineering 35, s 895-899, 1996.
7. J. J. DiCillo et al., *Potential eye and sensor protection from tunable lasers by means of thin film aluminum mirrors*, Optical Engineering Vol. 33 No. 3, s 951-956, 1994.
8. D. L. Andrews, *Lasers in Chemistry Third edition*, Springer, ISBN 3-540-61982-8, 1997.
9. F. L. Pedrotti, L. S. Pedrotti, *Introduction to optics - Second edition*, Prentice-Hall inc., ISBN 0-13-016973-0, 1993.
10. M. Veszelei, *Preparation and Characterization of Sputtered Metal Oxides and Nitrides for Optical Applications*, Uppsala Universitet, ISBN 91-554-4063-0, 1997.
11. *American Institute of physics Handbook Third edition*, McGray-Hill inc., ISBN 07-0014 85-X, 1972.
12. X. Zhang et al., *Excimer laser ablation of thin gold films on a quartz crystal microbalance at various argon background pressures*, Applied Physics A 64, s 545-552, 1997.
13. A. K. Jain, V. N. Kulkarni, D. K. Sood, *Pulsed laser heating calculations incorporating vapourization*, Applied physics 25, s 127-133, 1981.
14. S. K. Lee, S. J. Na, *KrF excimer laser ablation of thin Cr film on glass substrate*, Applied Physics A 68, s 417-423, 1999.
15. B. Chapman, *Glow Discharge Processes Sputtering and Plasma Etching*, John Wiley & Sons Inc., ISBN 0-471-07828-X, 1980.

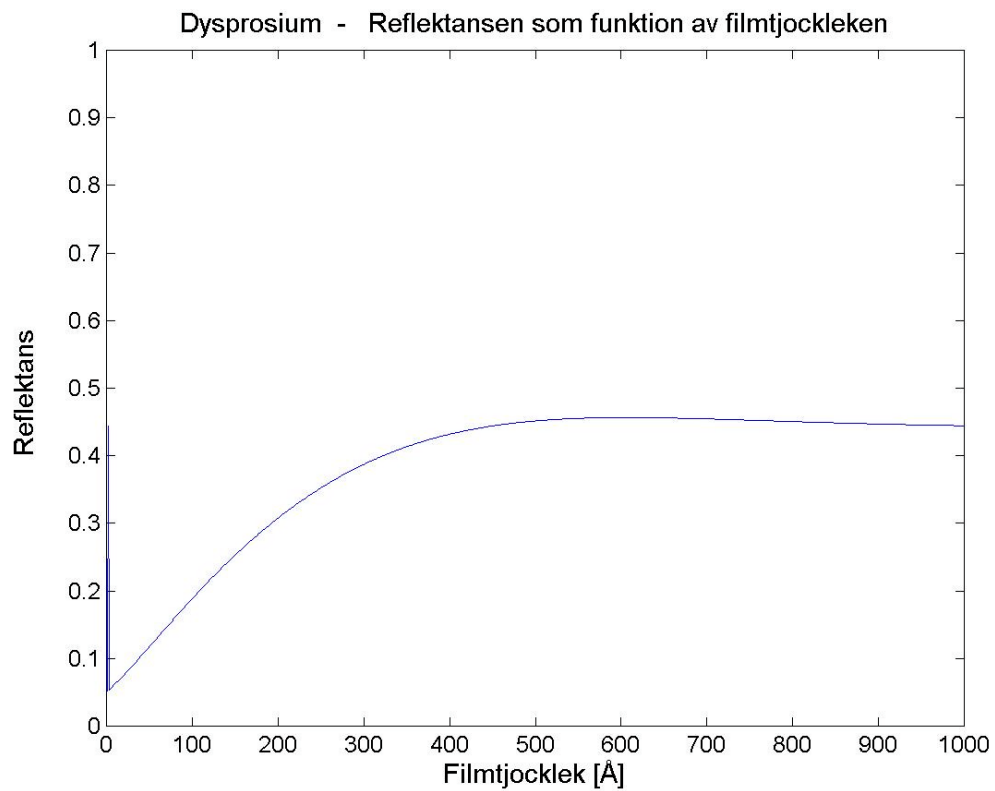
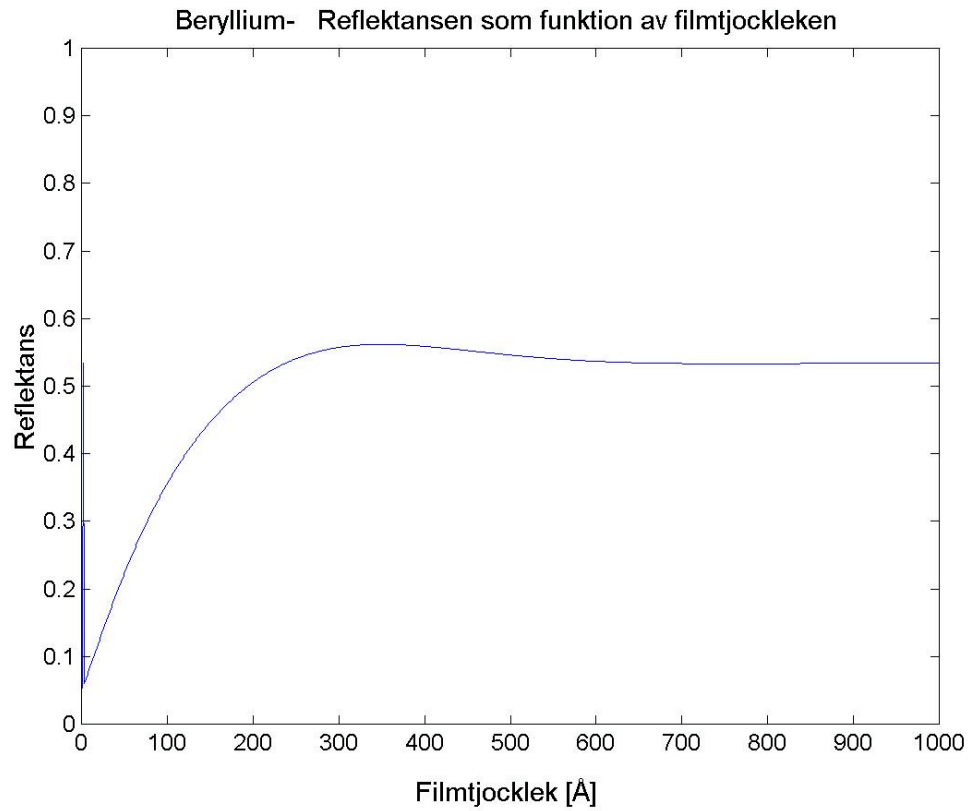
16. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic press inc., ISBN 0-12-544420-6, 1985.
17. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids II*, Academic press inc., ISBN 0-12-544422-2, 1991.
18. E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids III*, Academic press inc., ISBN 0-12-544423-0, 1998.
19. C. Nordling, J. Österman, *Physics Handbook*, Studentlitteratur, ISBN 91-44-16574-9, 1980.

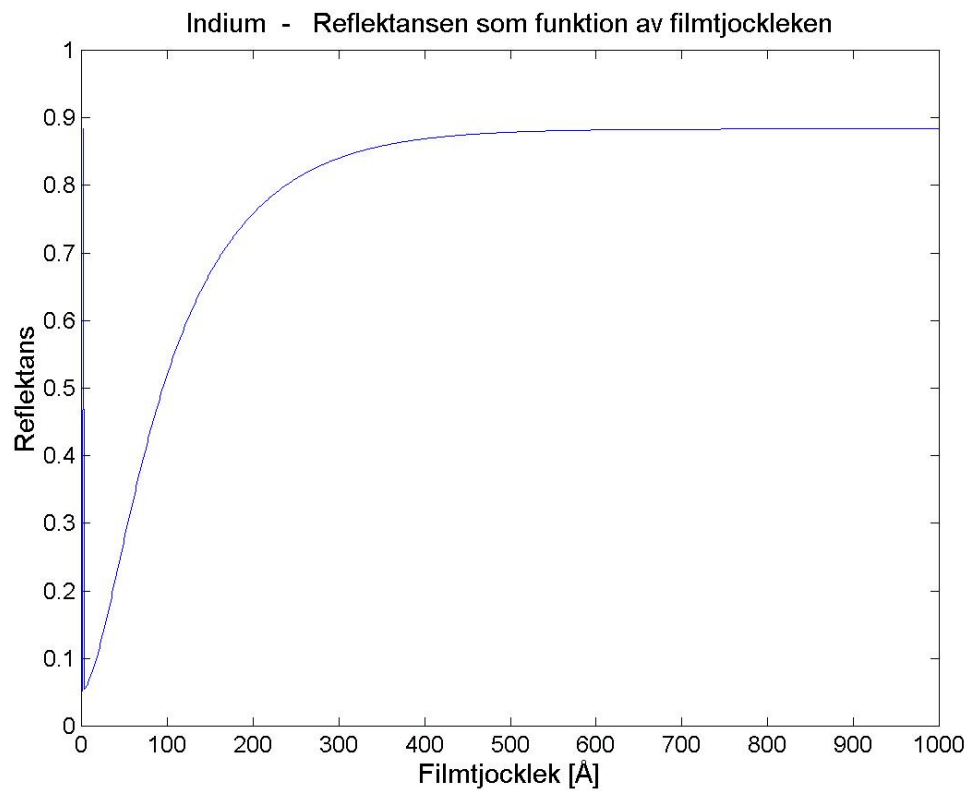
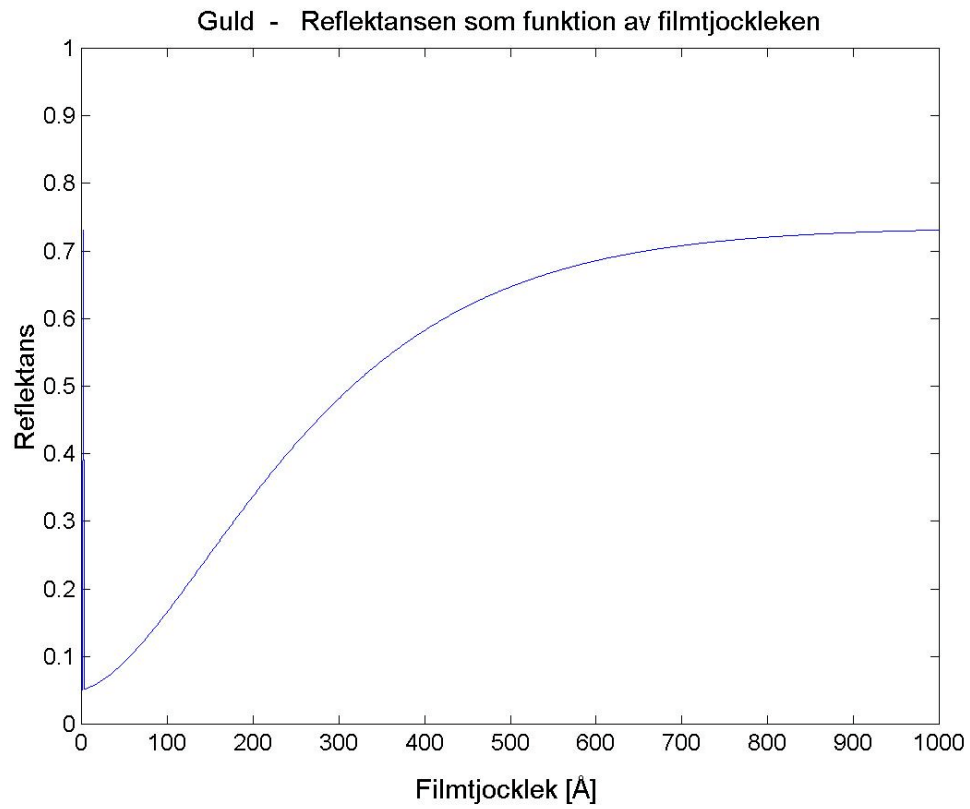
Bilagor

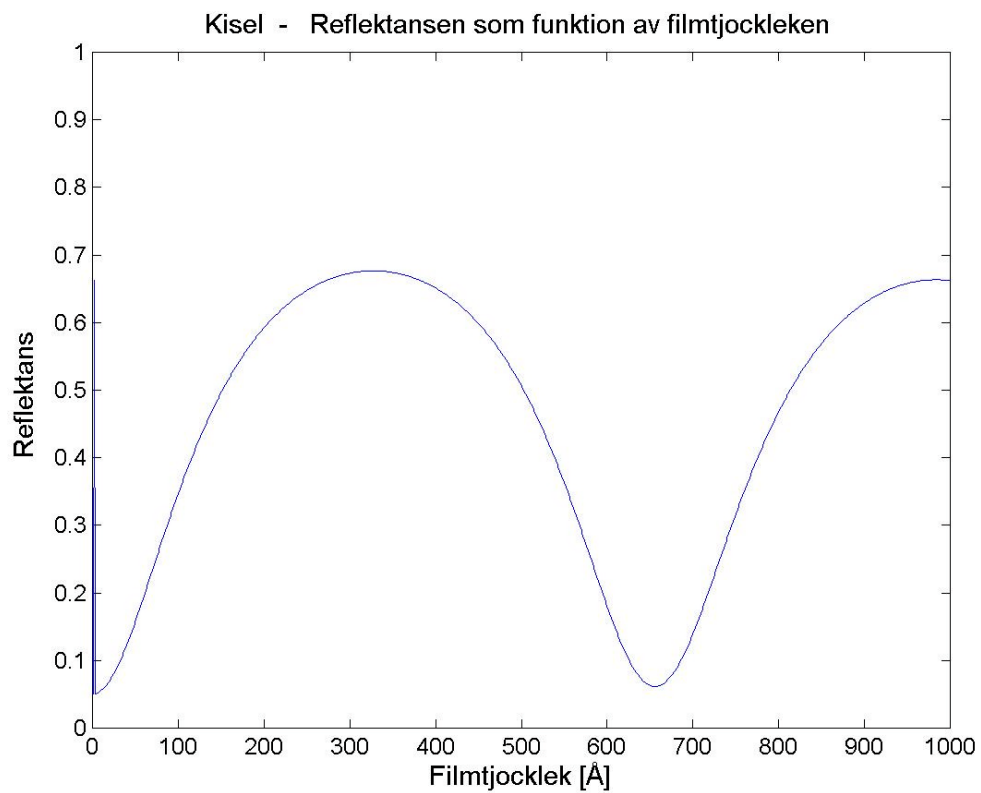
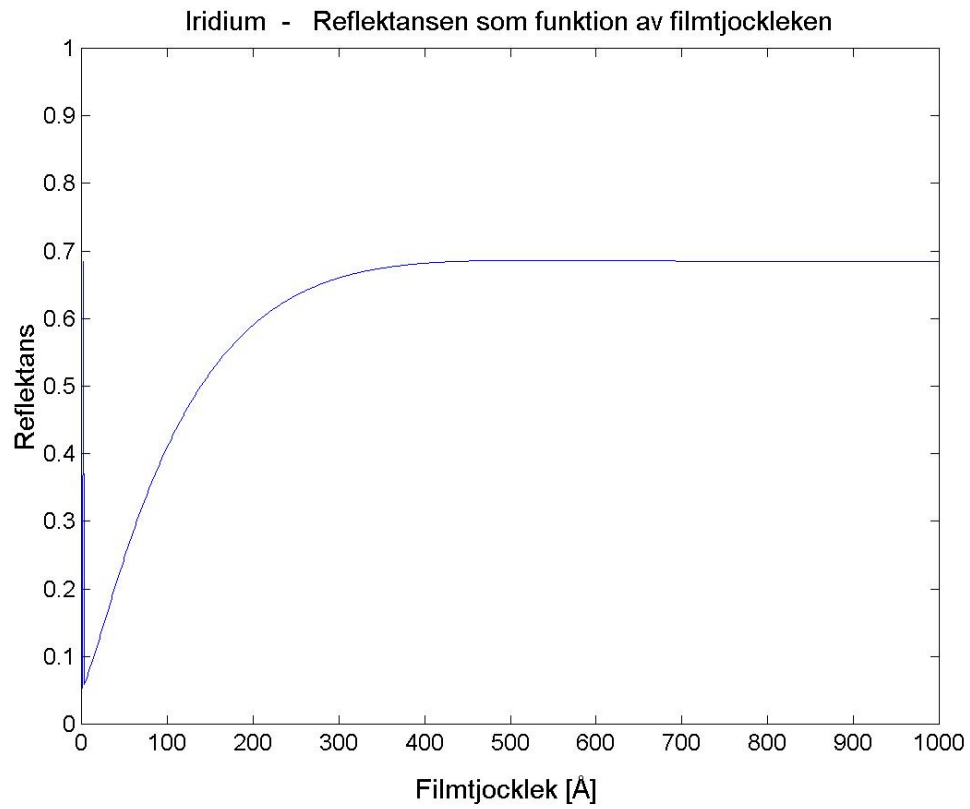
- Bilaga A - Grafer över hur reflektansen varierar med filmtjockleken
- Bilaga B - Grafer över filmtjockleken som funktion av tiden vid laserbestrålning
- Bilaga C - MatLab-koden för att räkna ut reflektansen som funktion av filmtjockleken
- Bilaga D - MatLab-koden för att se hur filmtjockleken varierar med tiden då filmen utsätts för laserstrålning

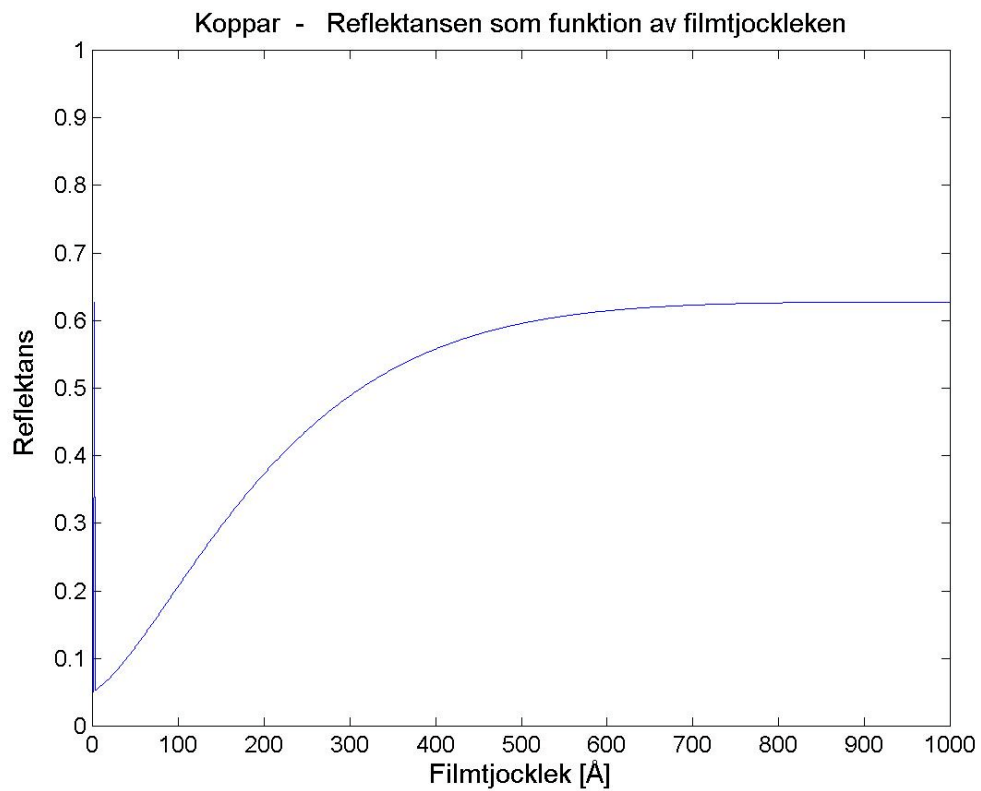
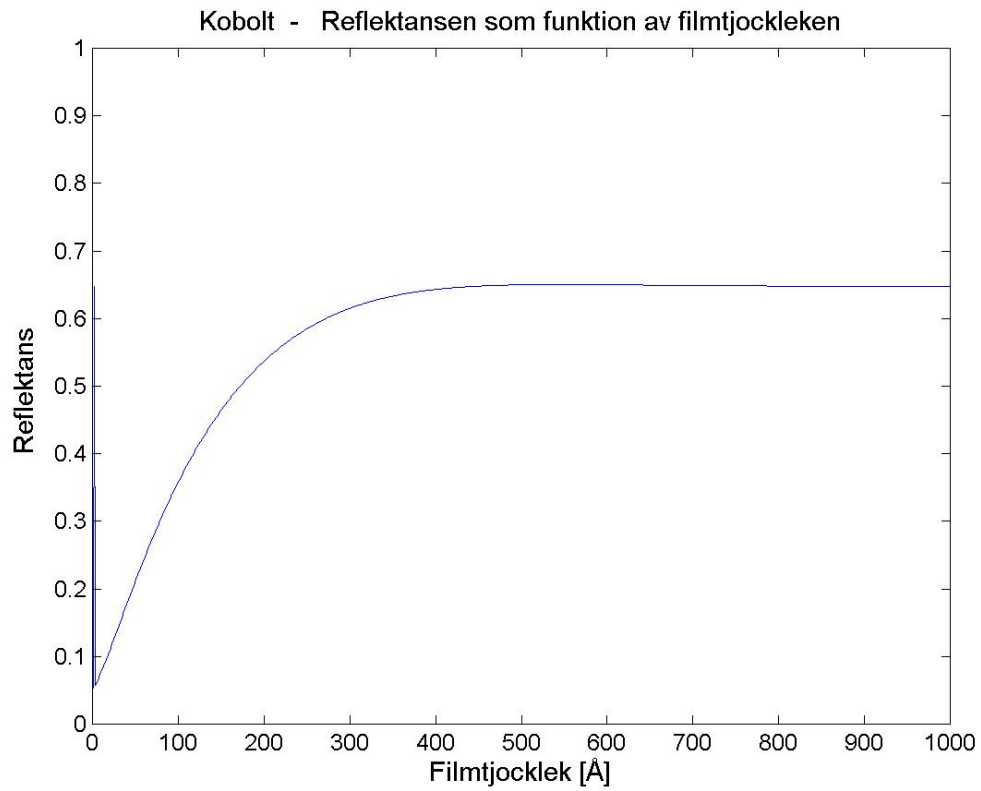
Bilaga A - Grafer över hur reflektansen varierar med filmtjockleken

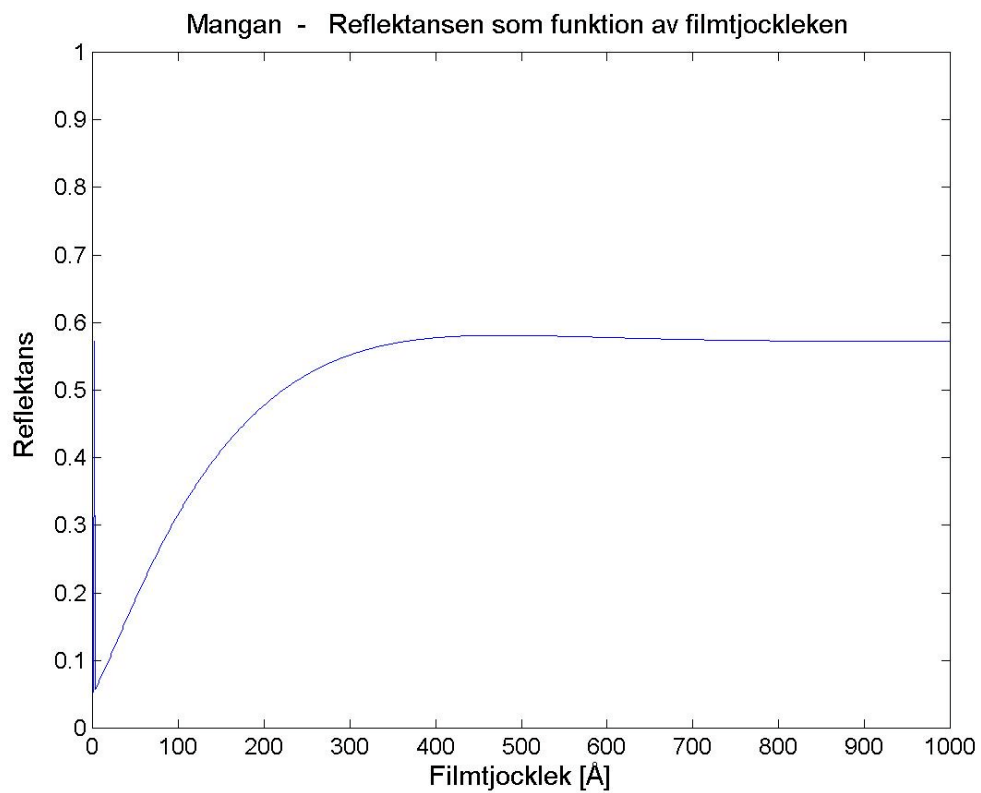
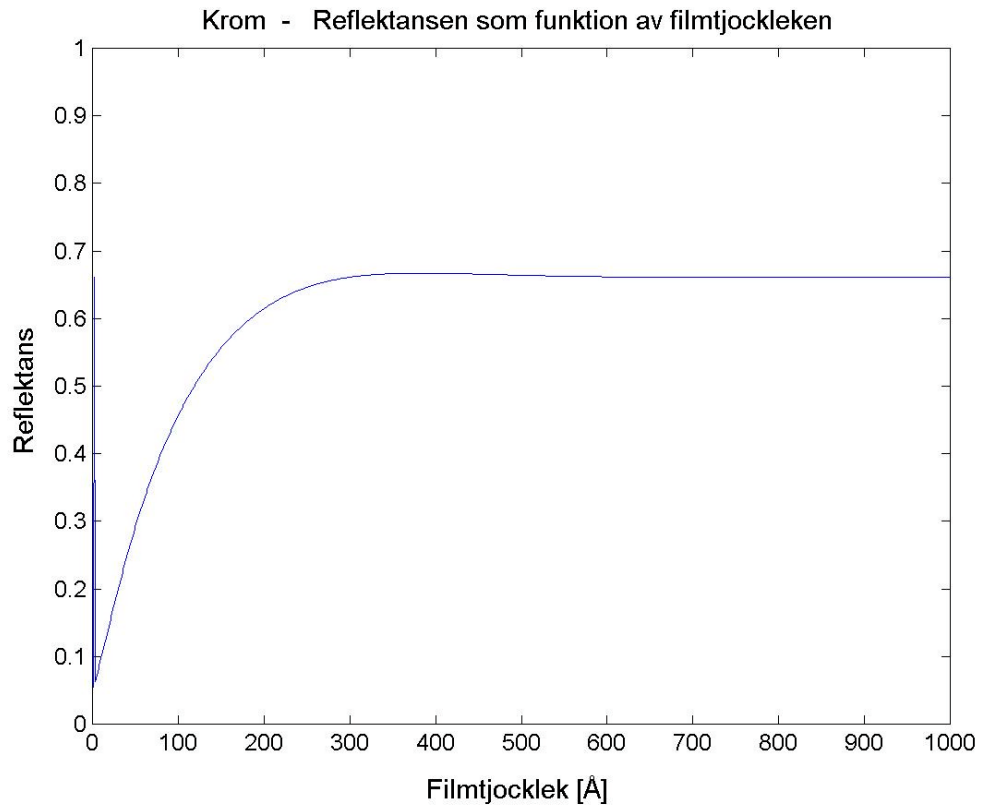


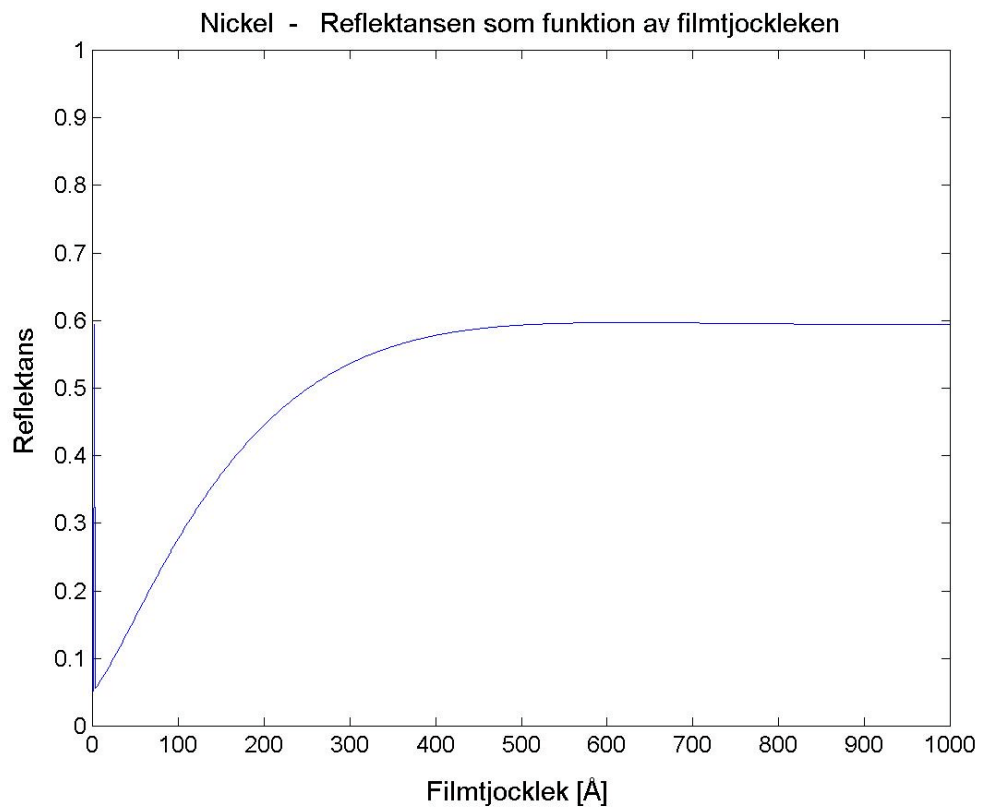
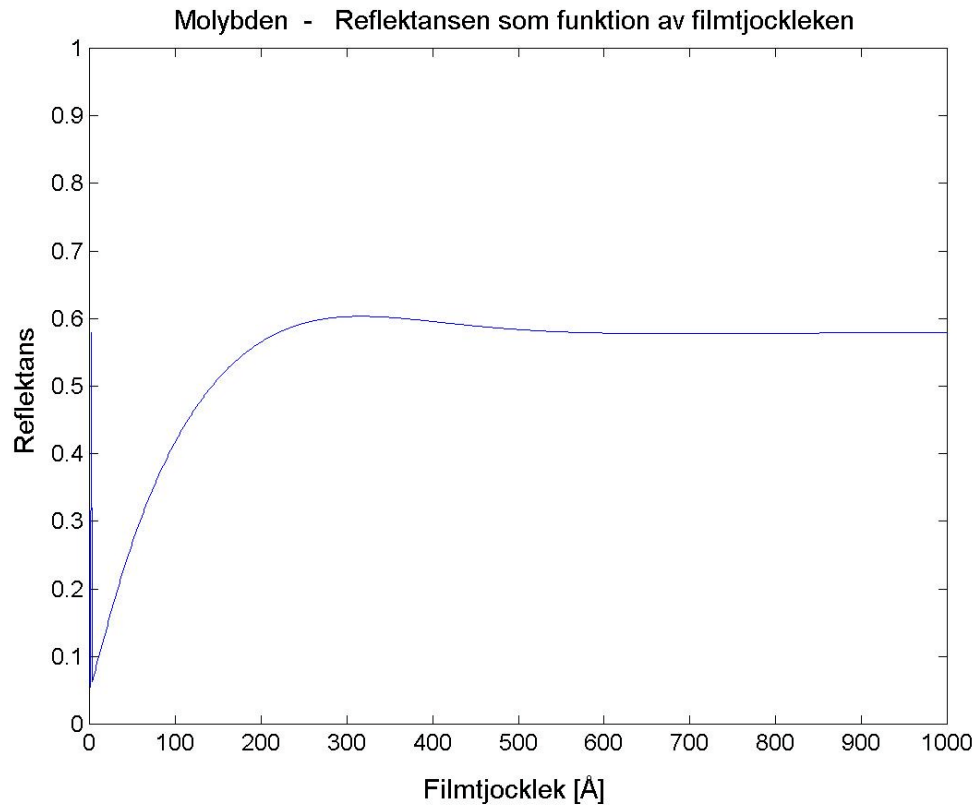


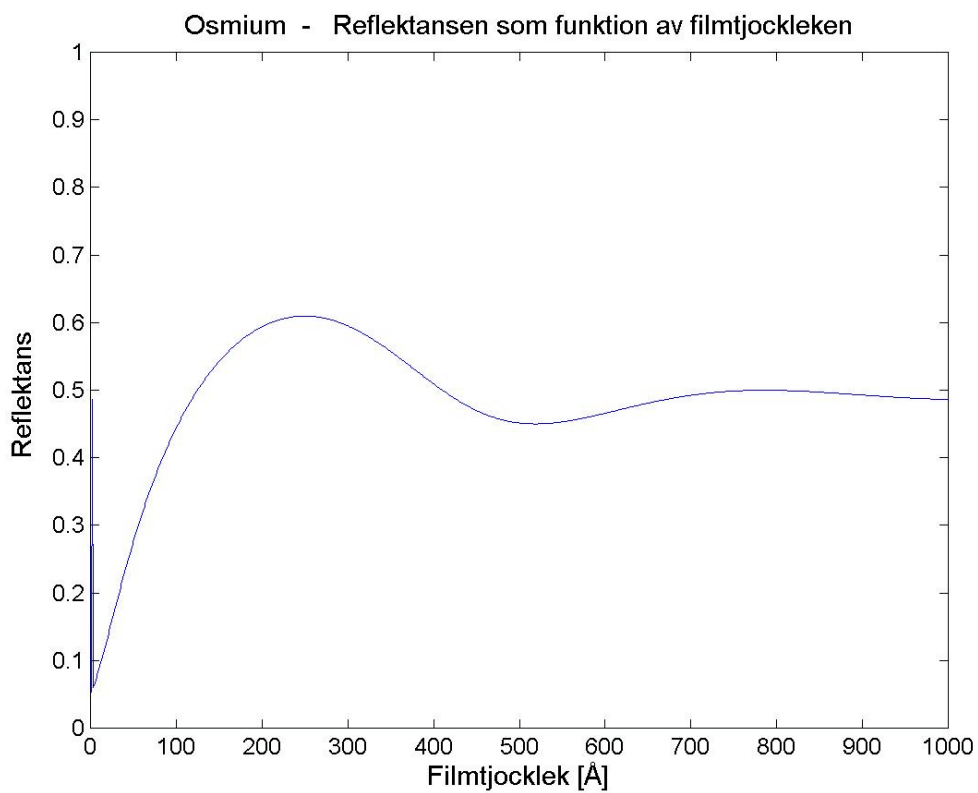
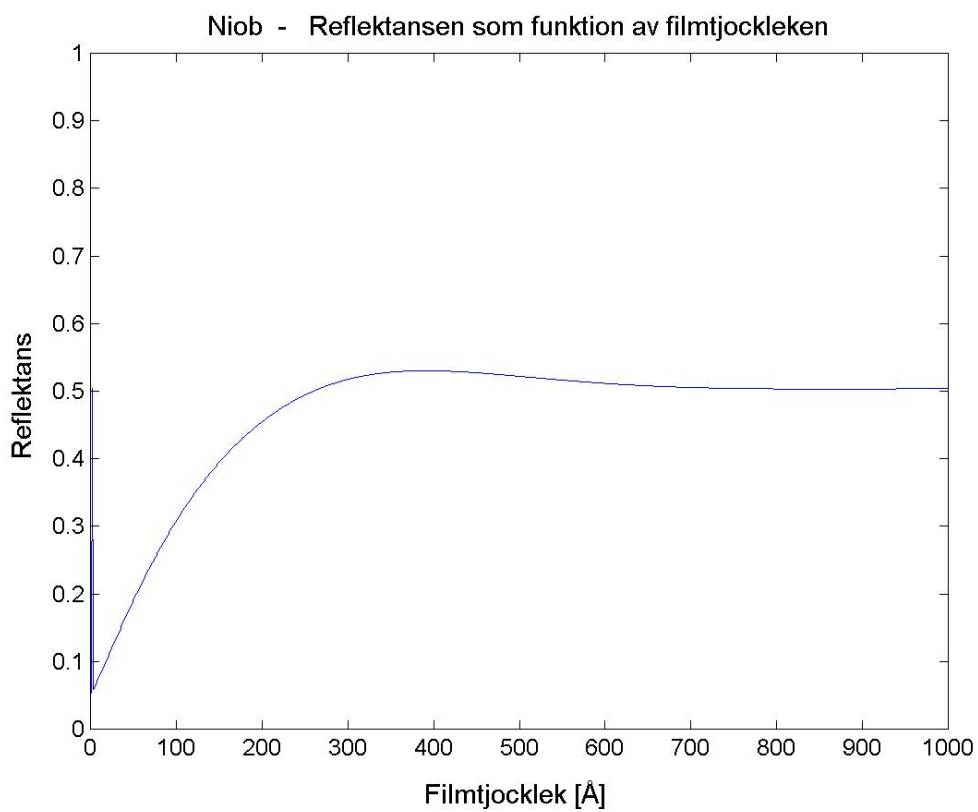


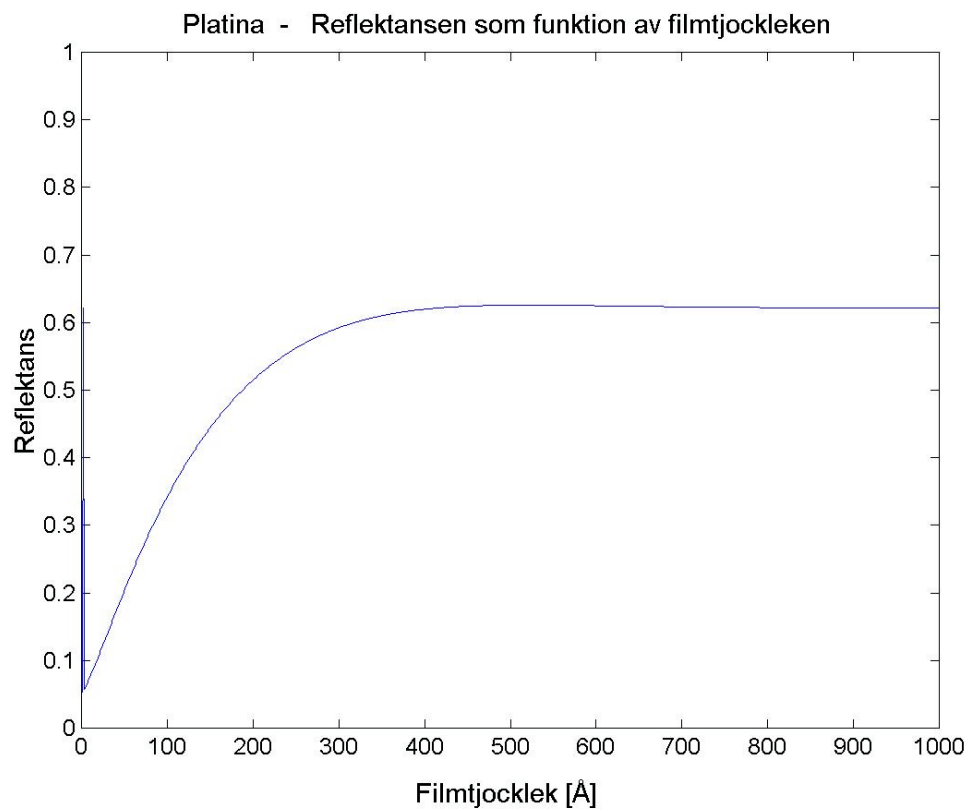
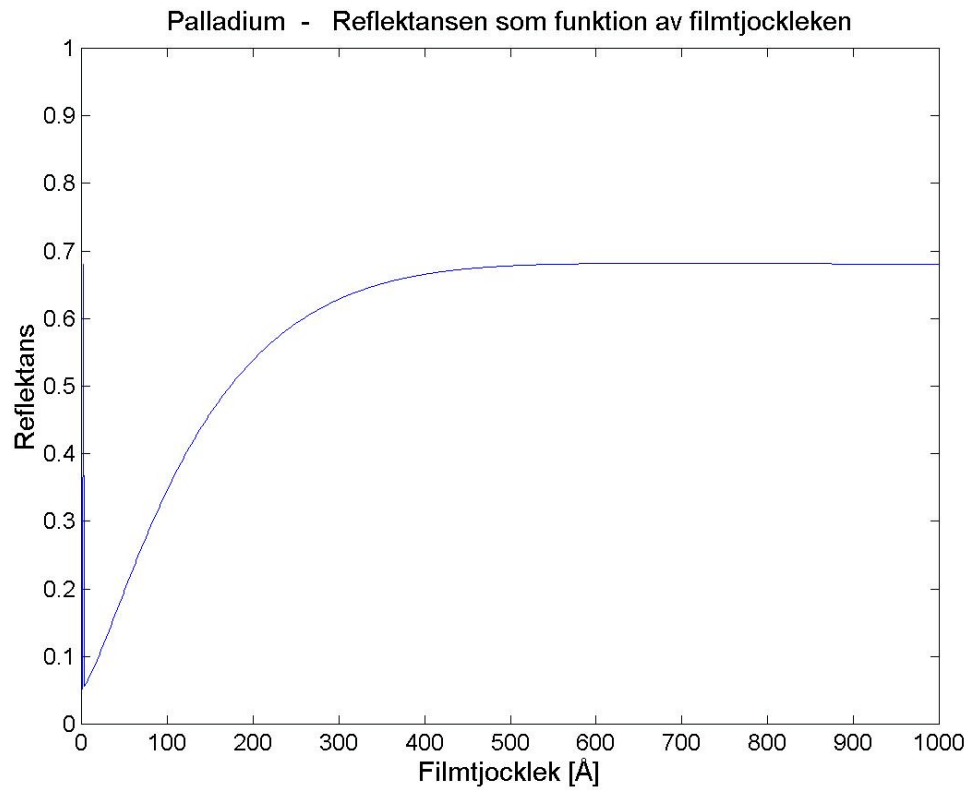


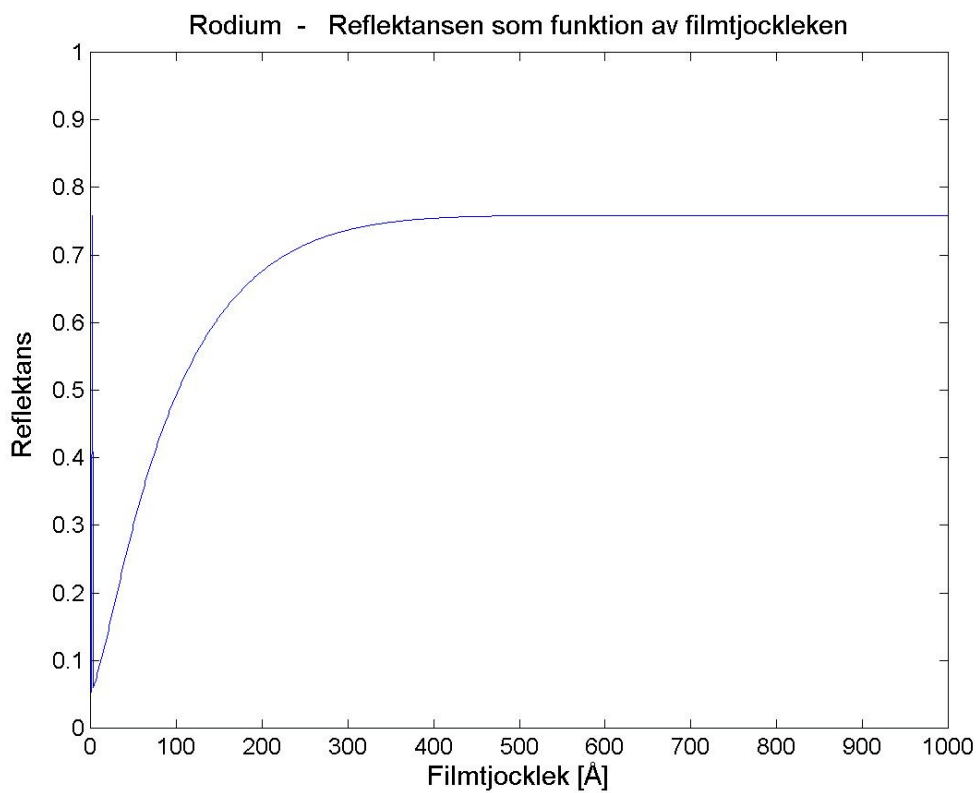
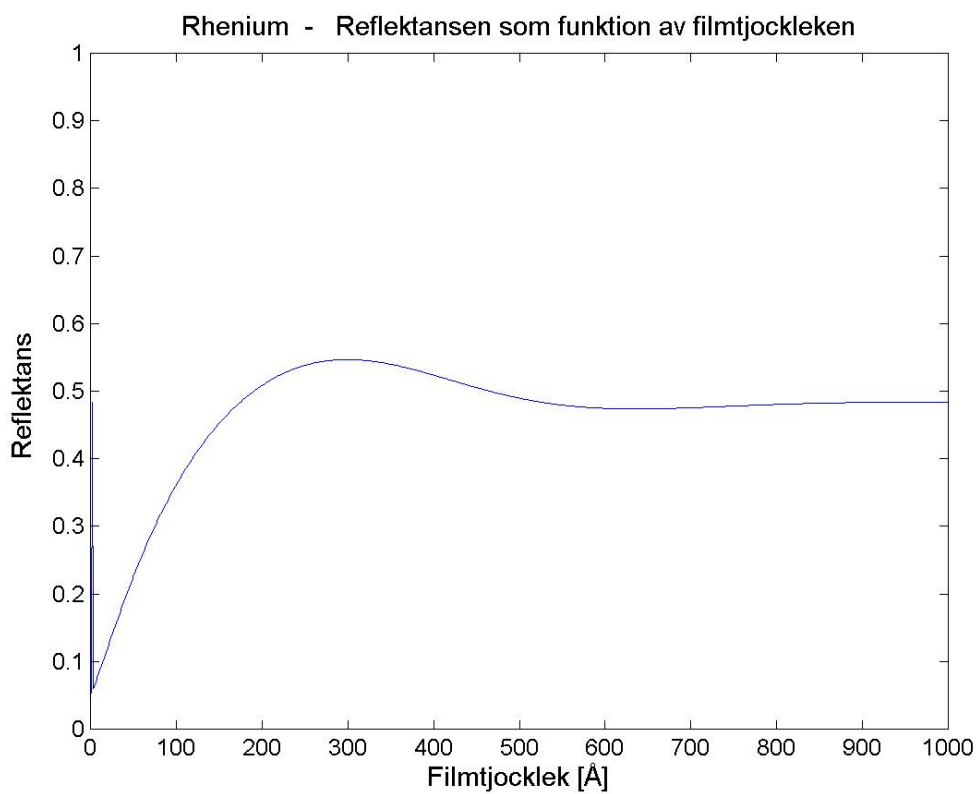


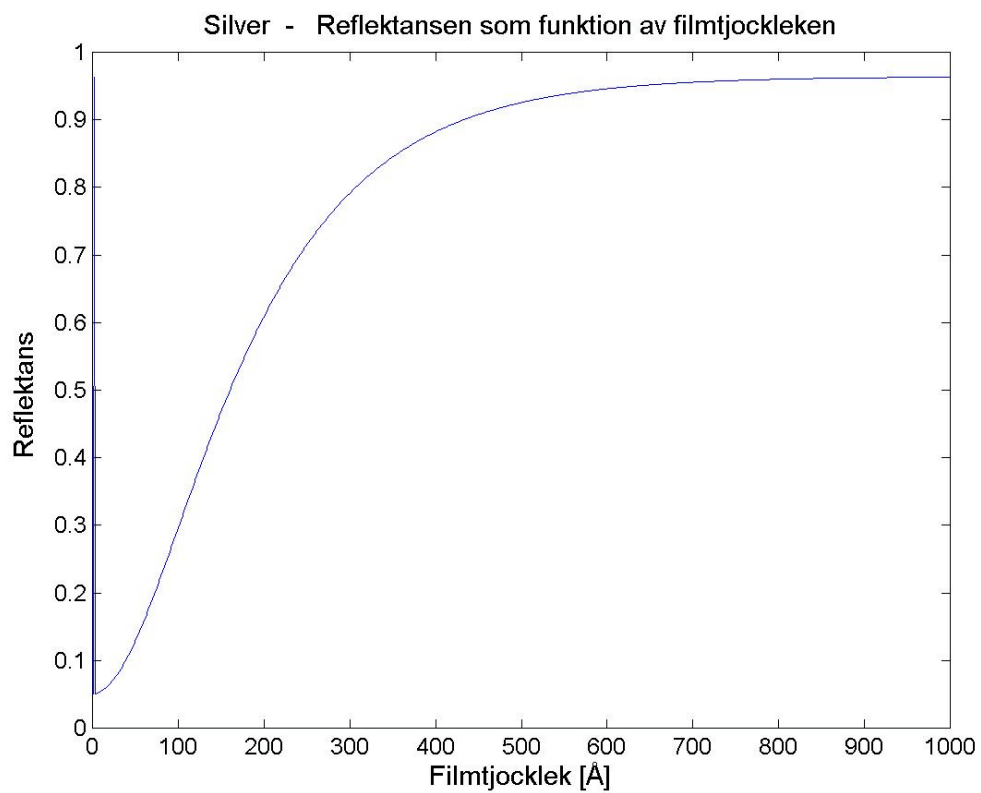
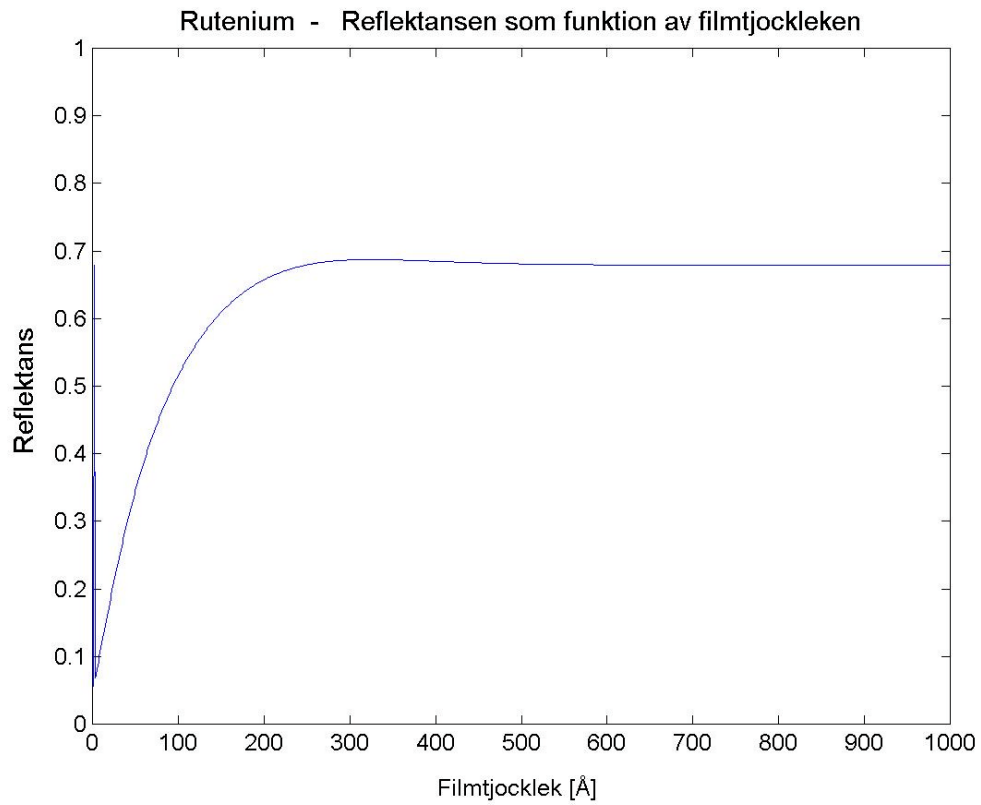


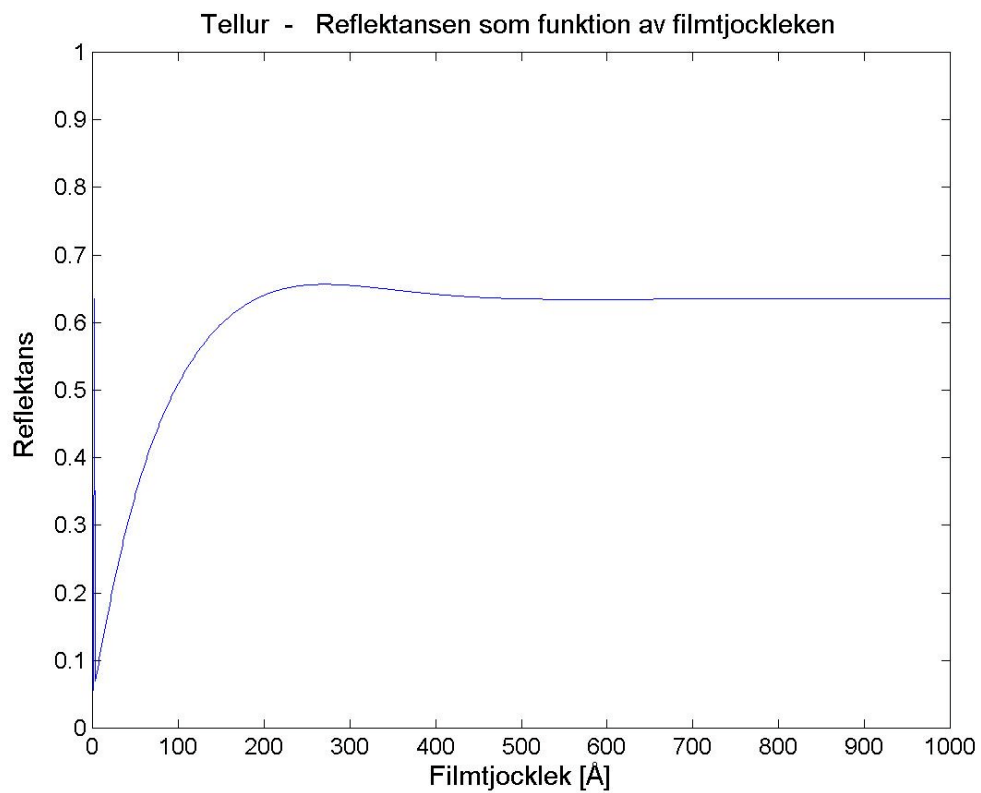
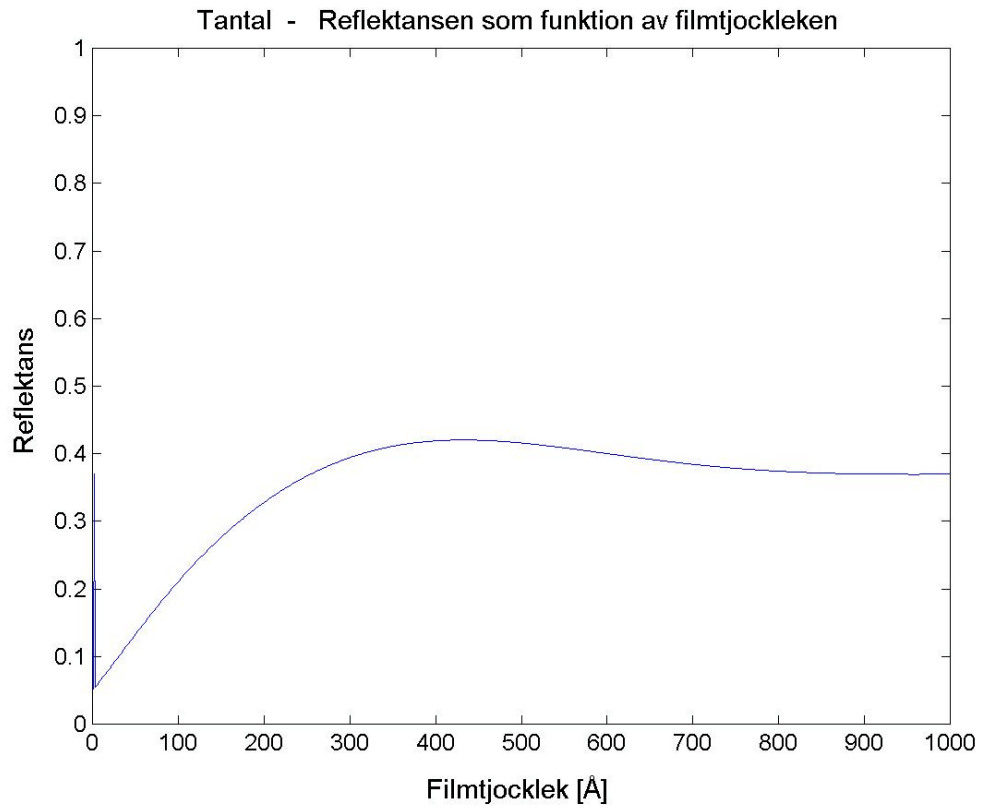


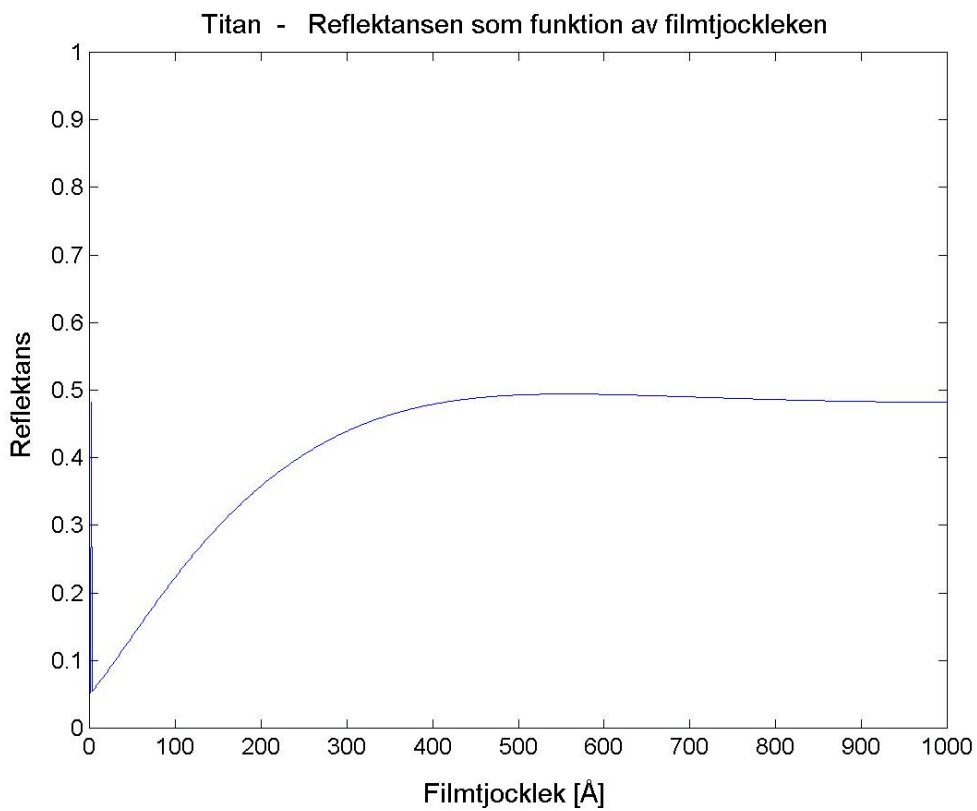
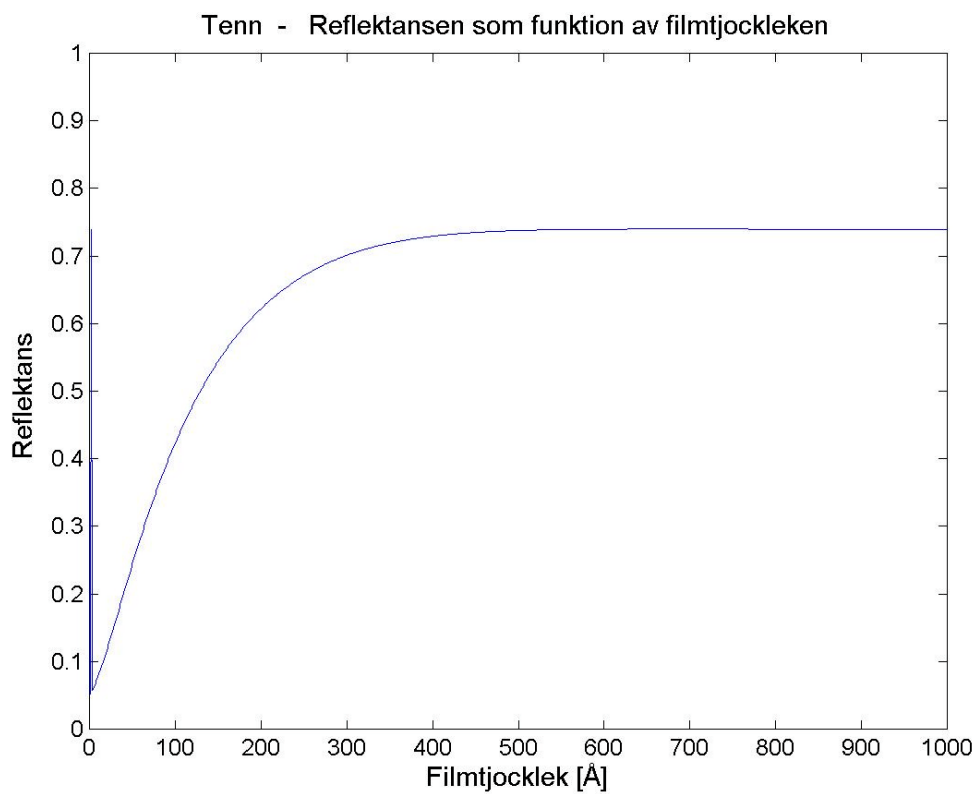


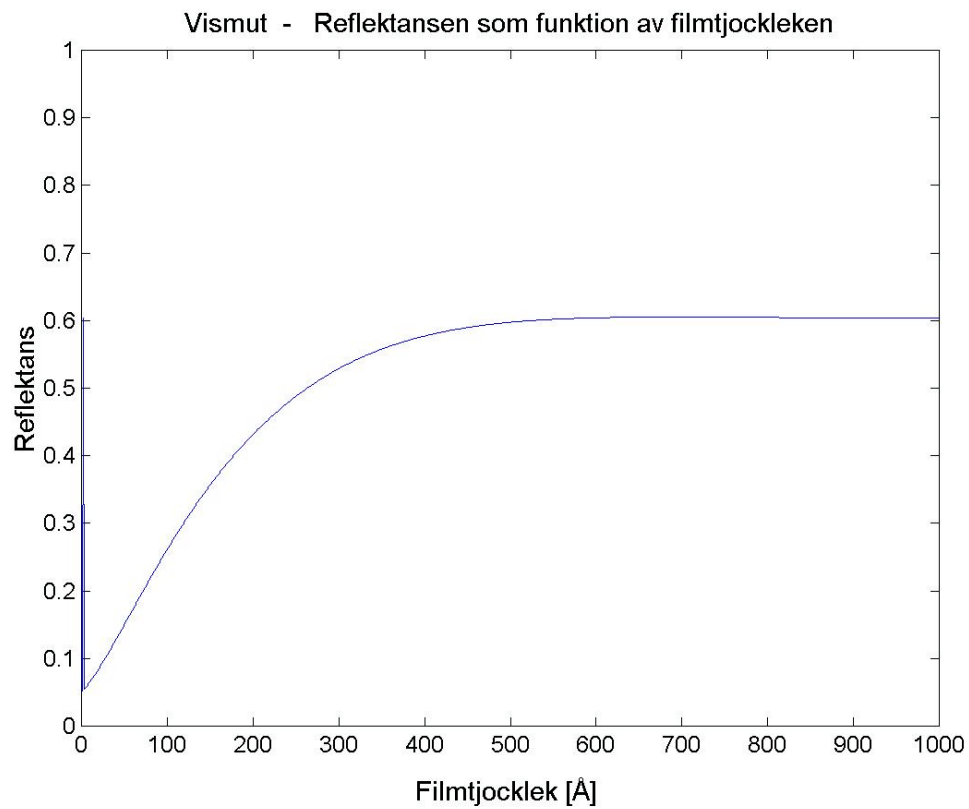
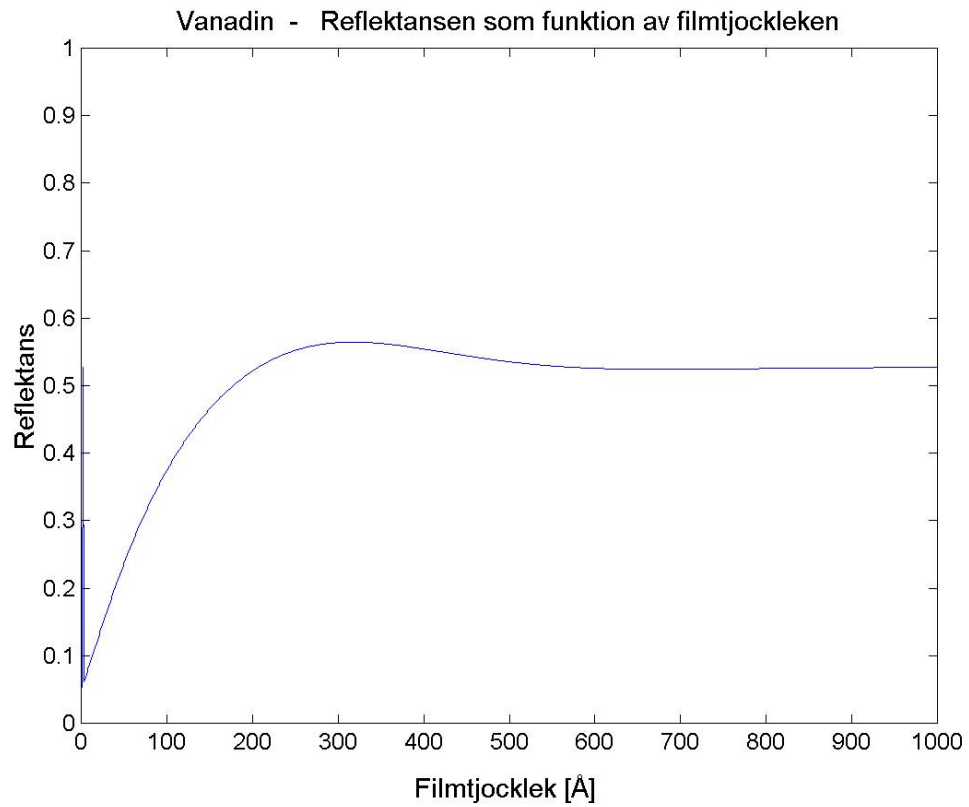




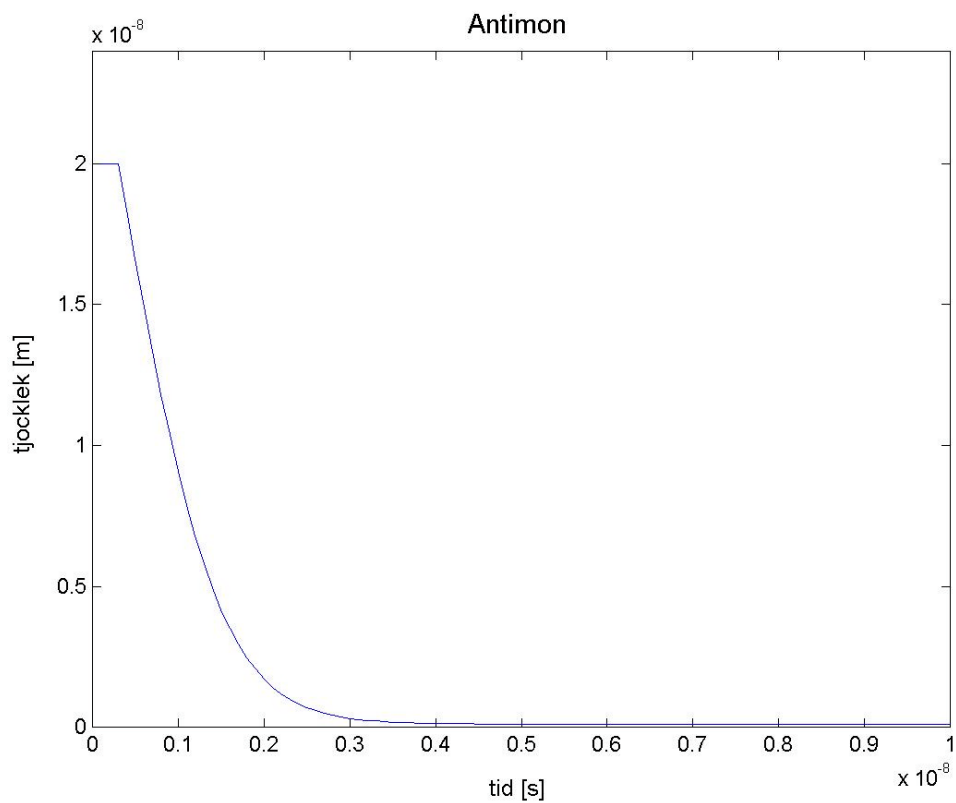
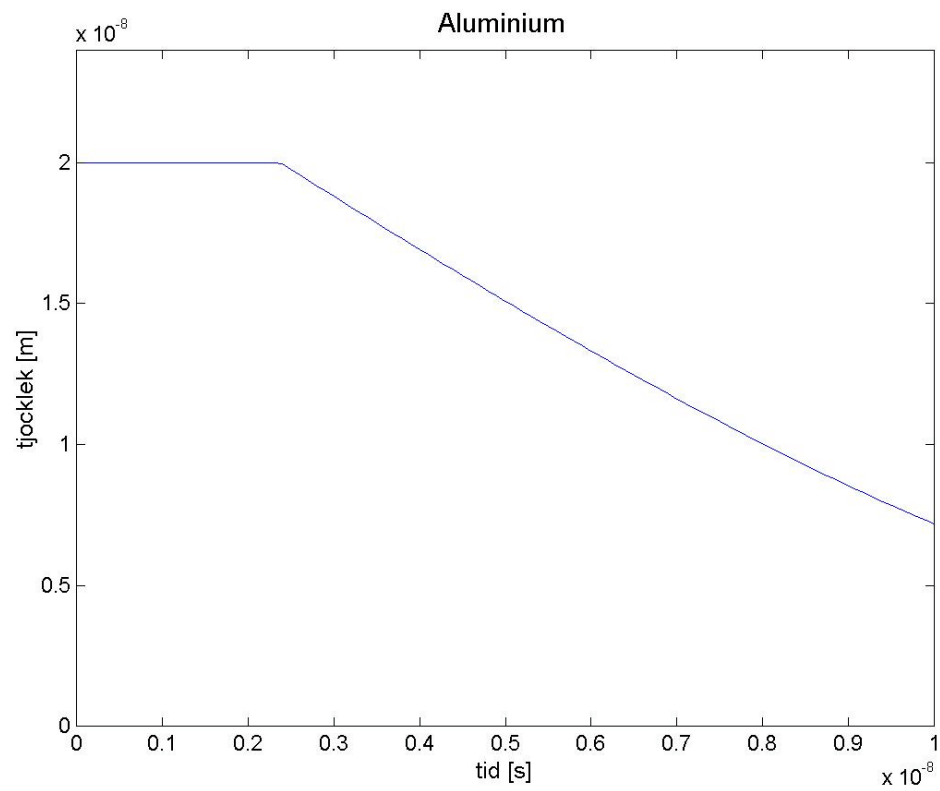


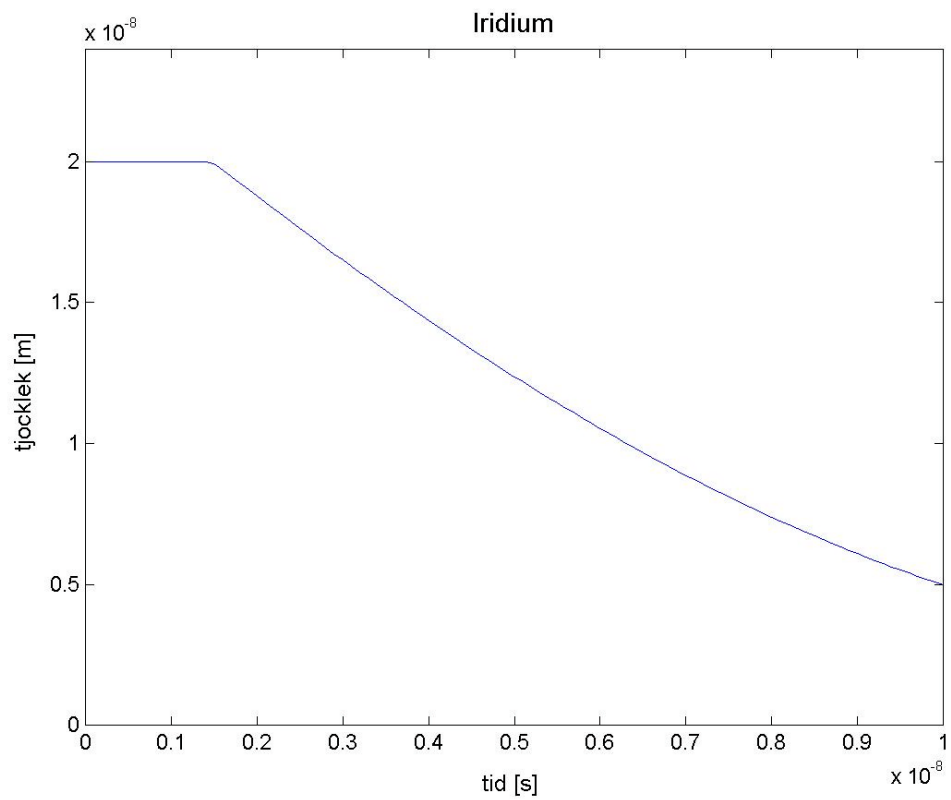
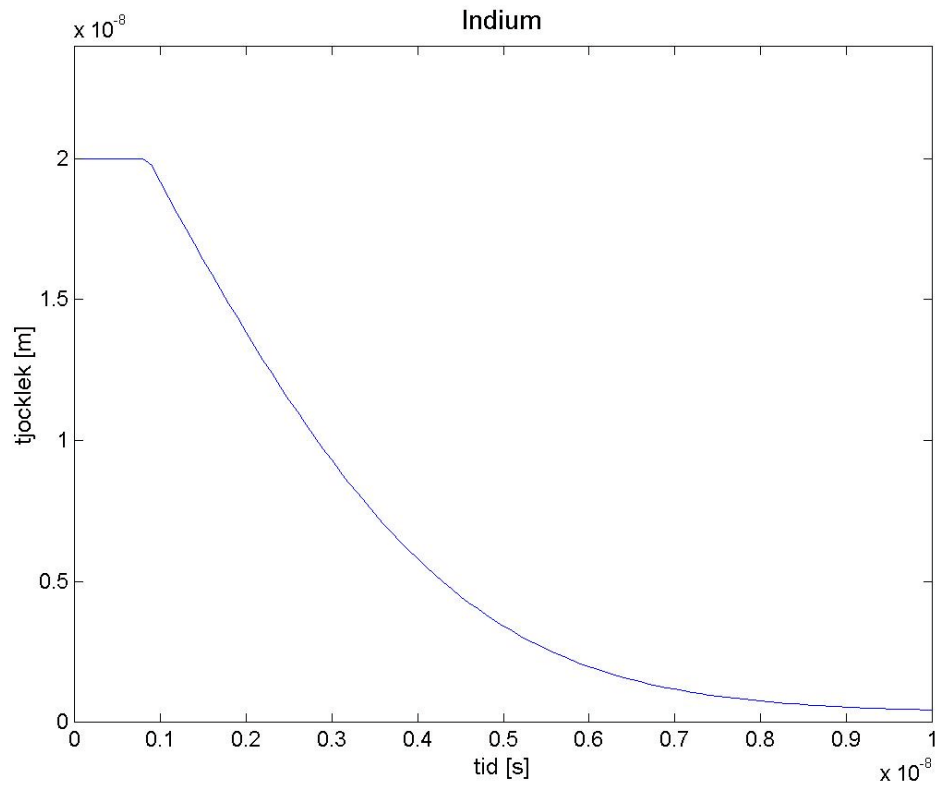


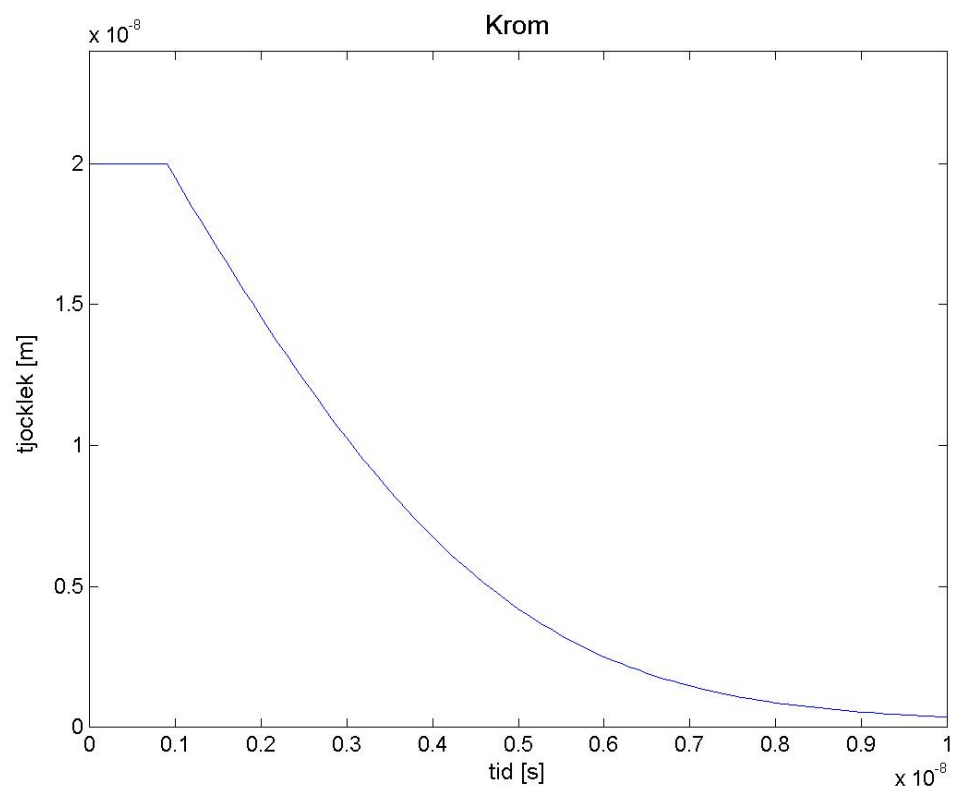
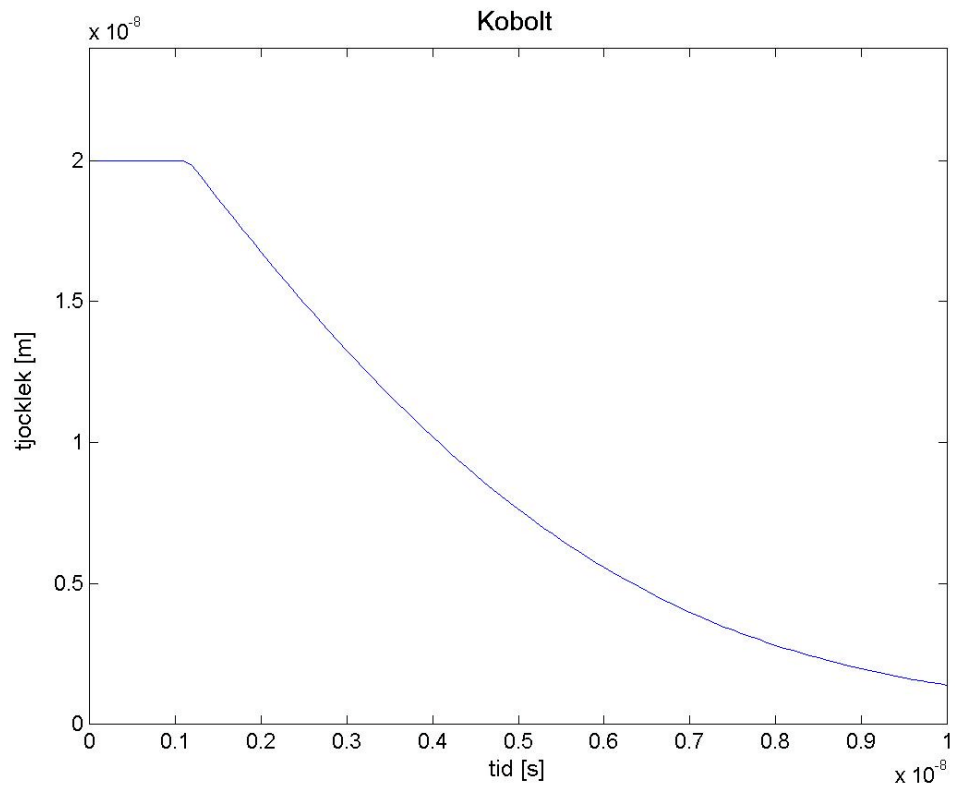


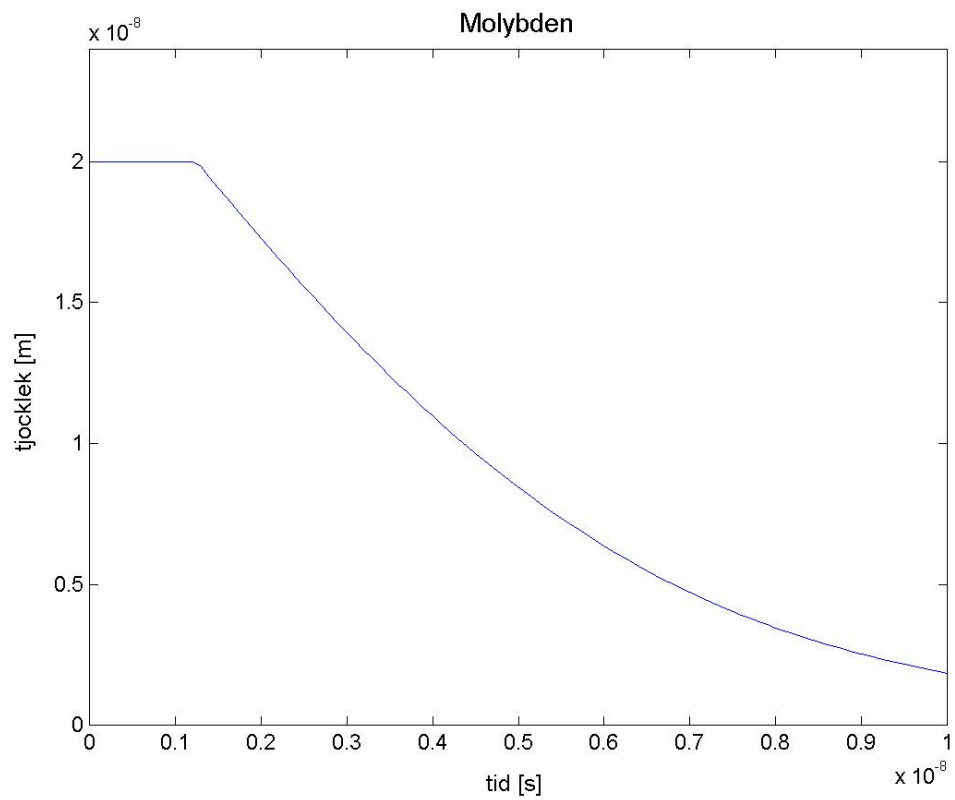
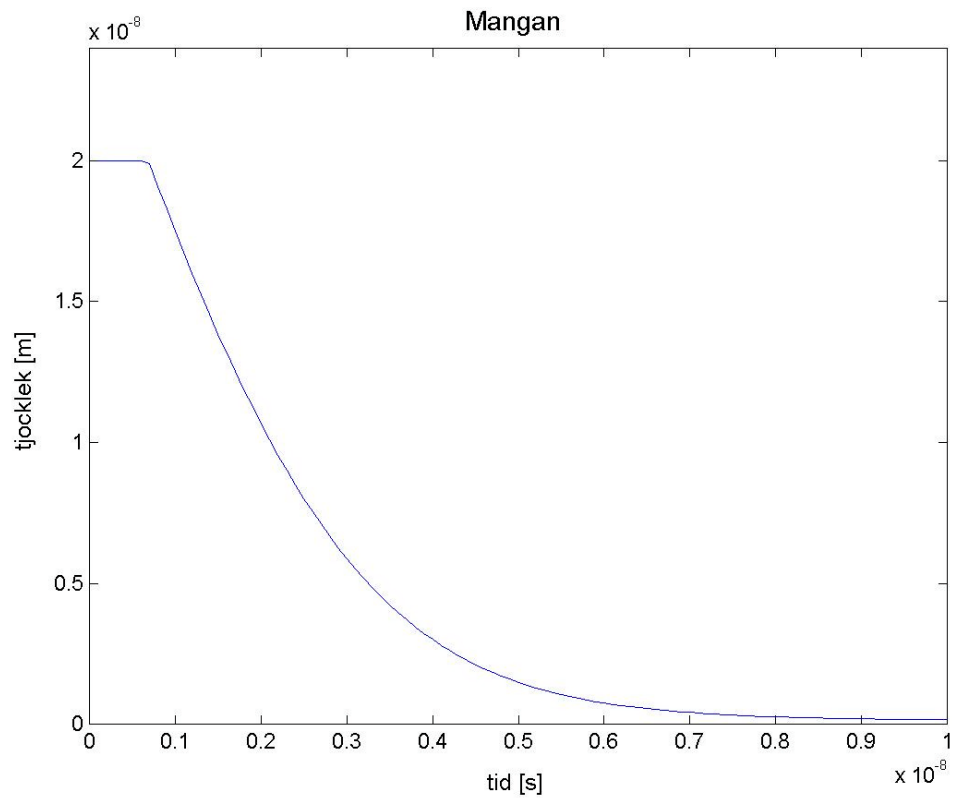


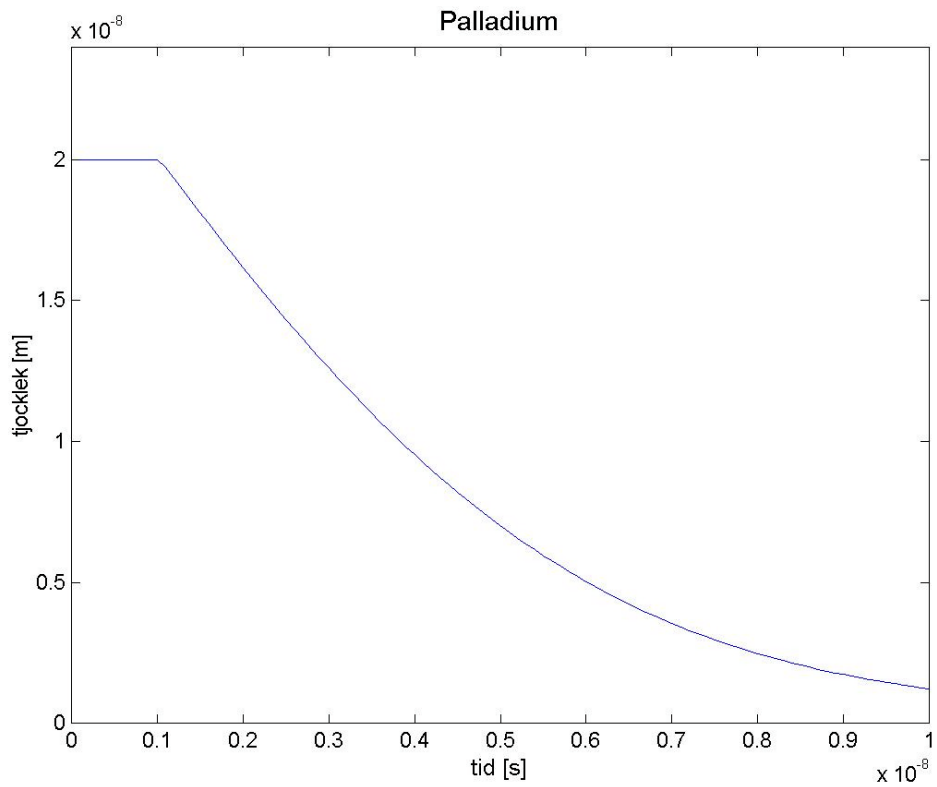
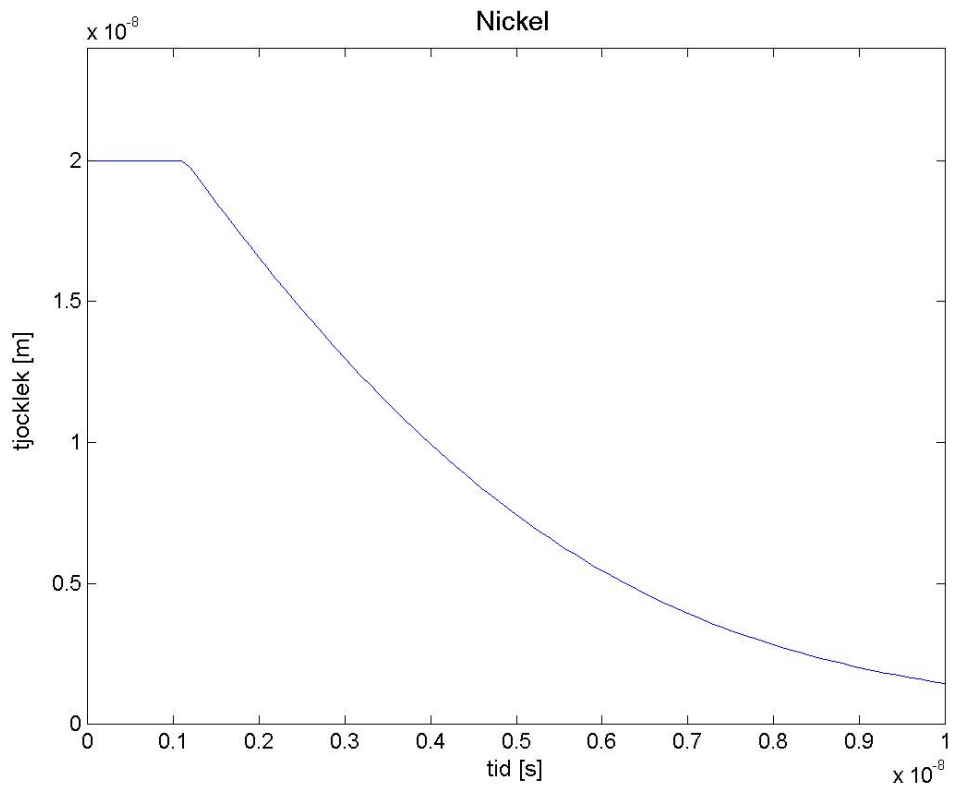
Bilaga B - Filmtjocklek som funktion av tiden vid laserbestrålning

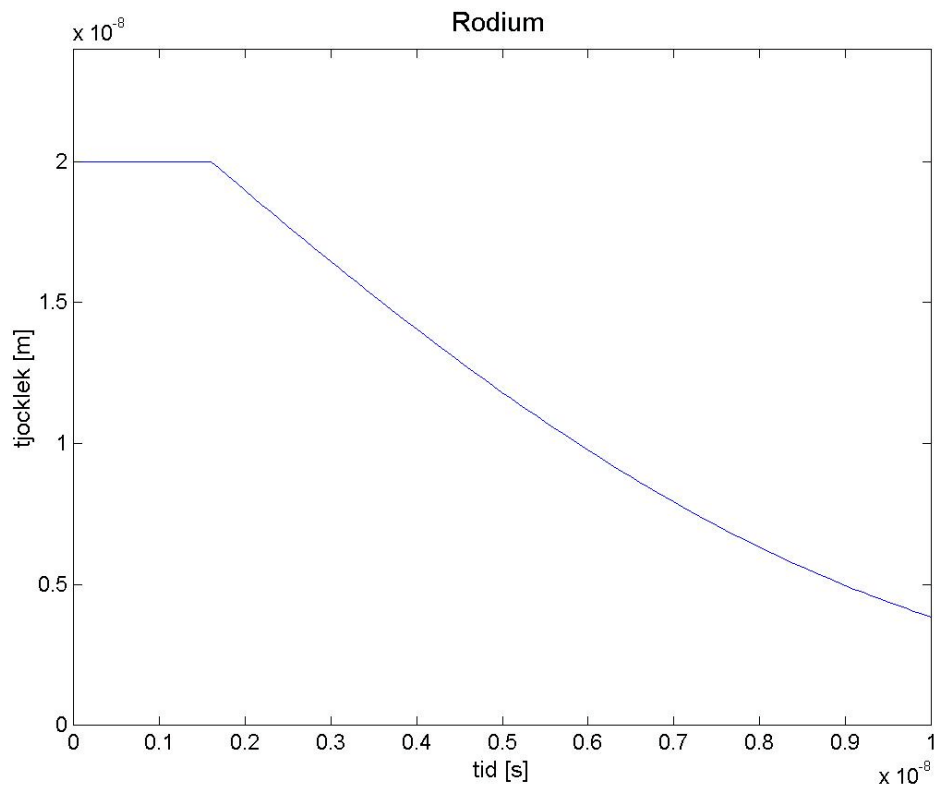
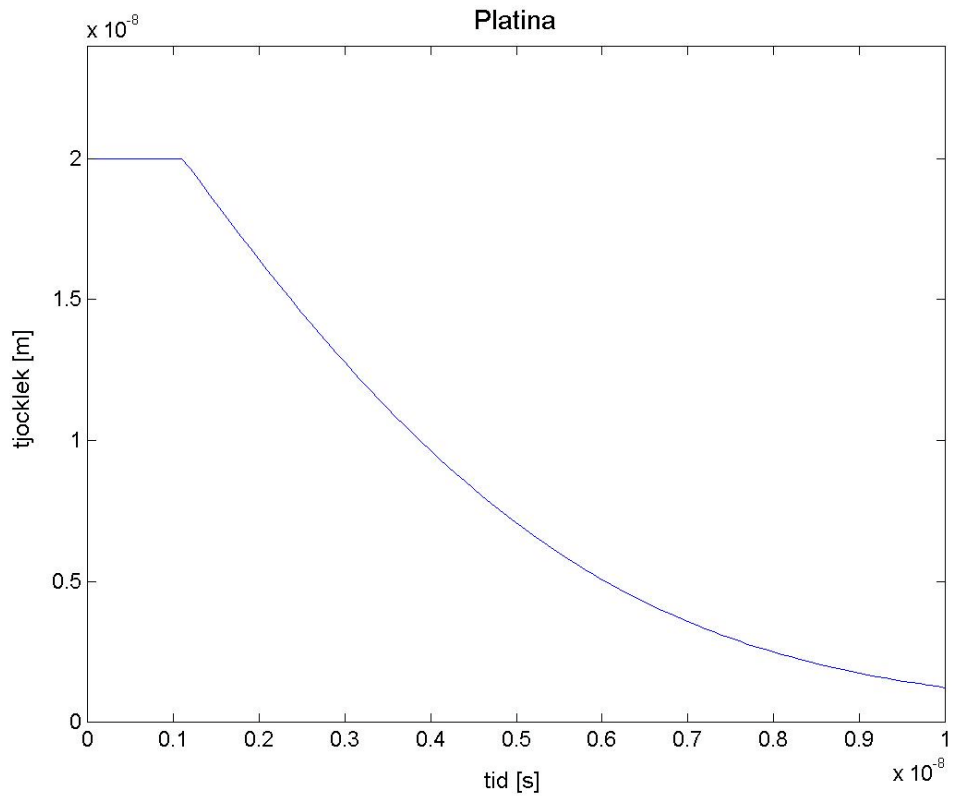


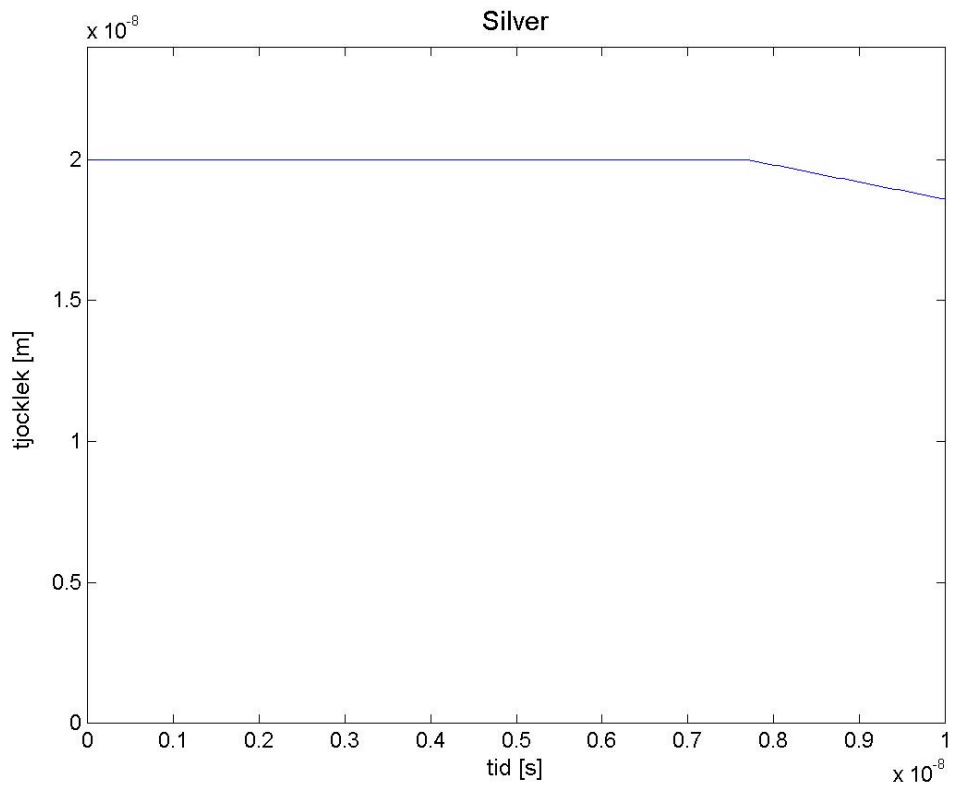
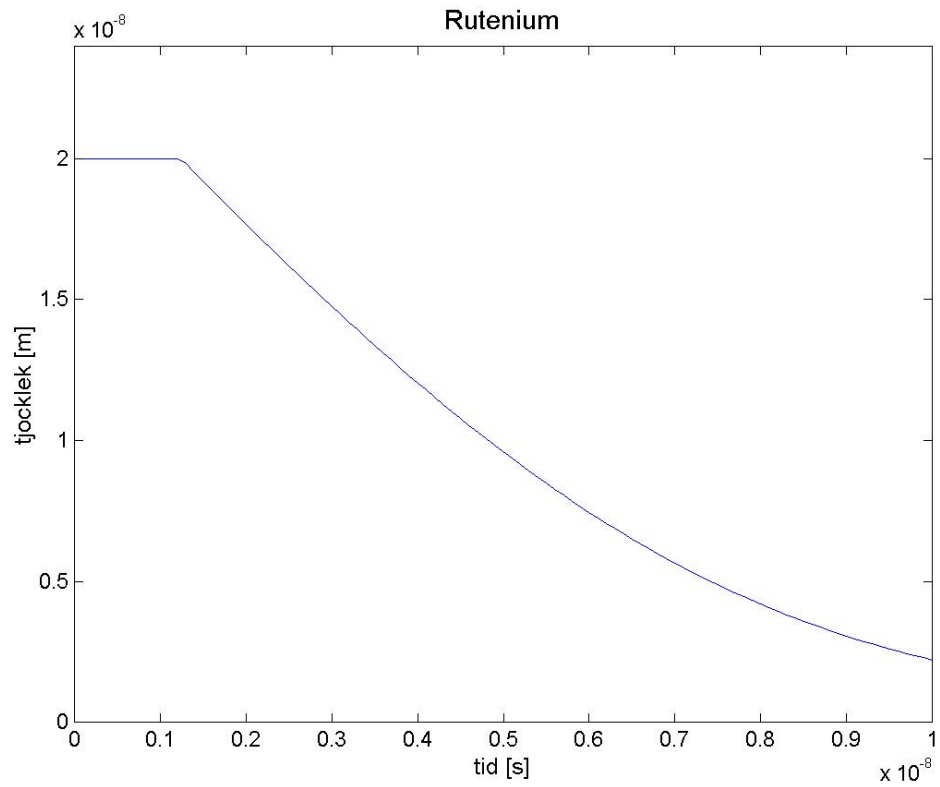


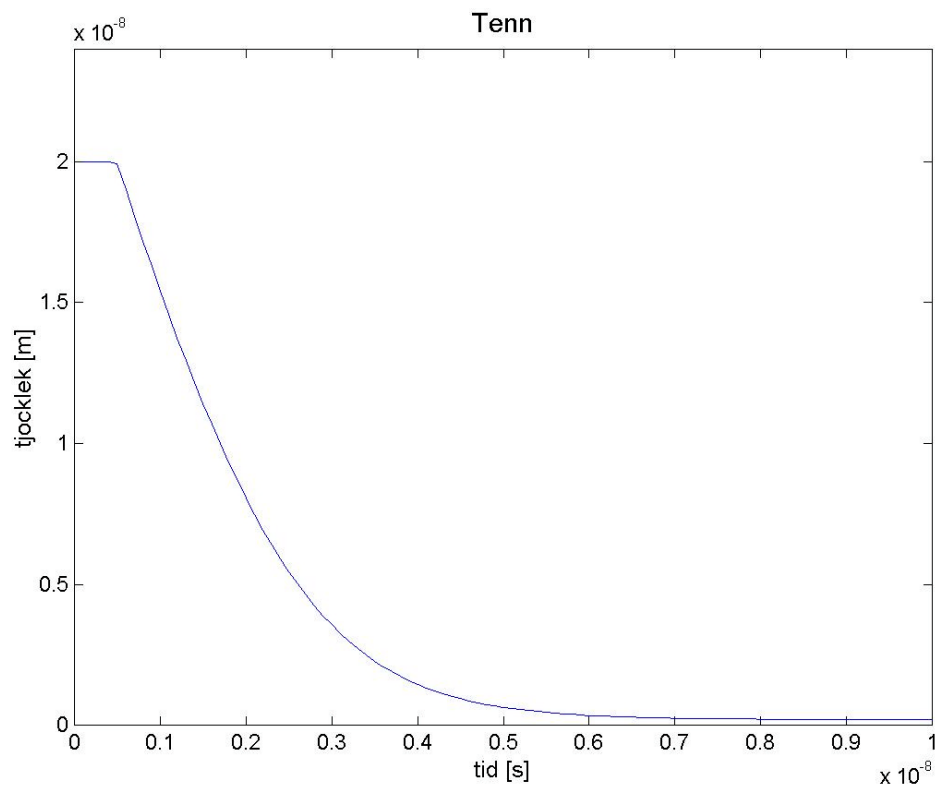
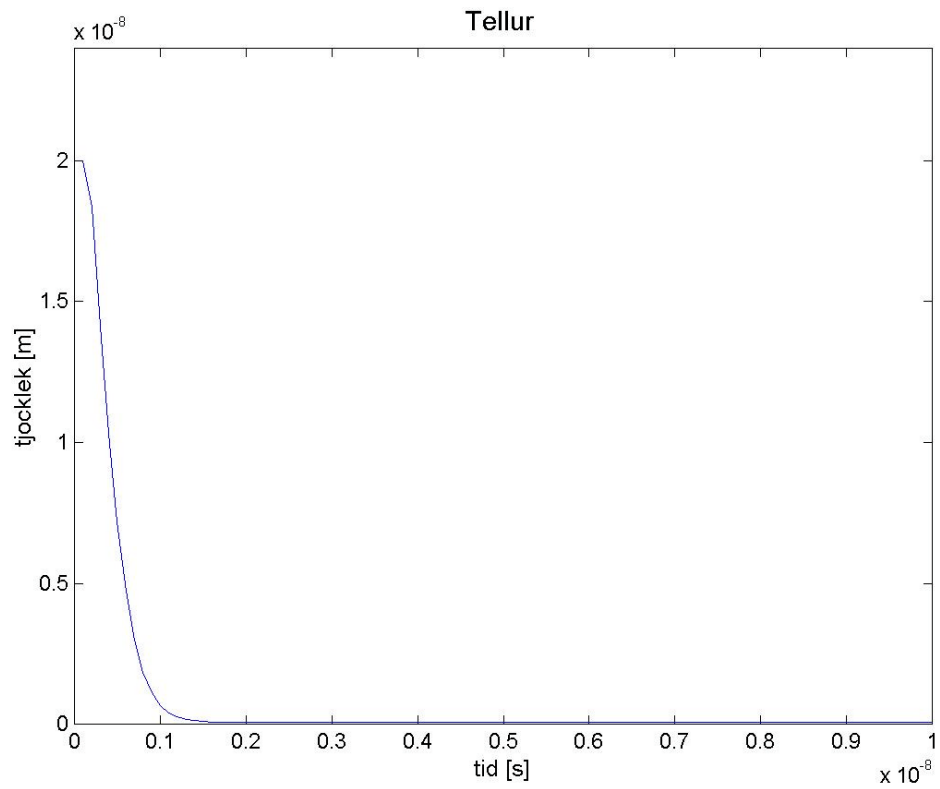


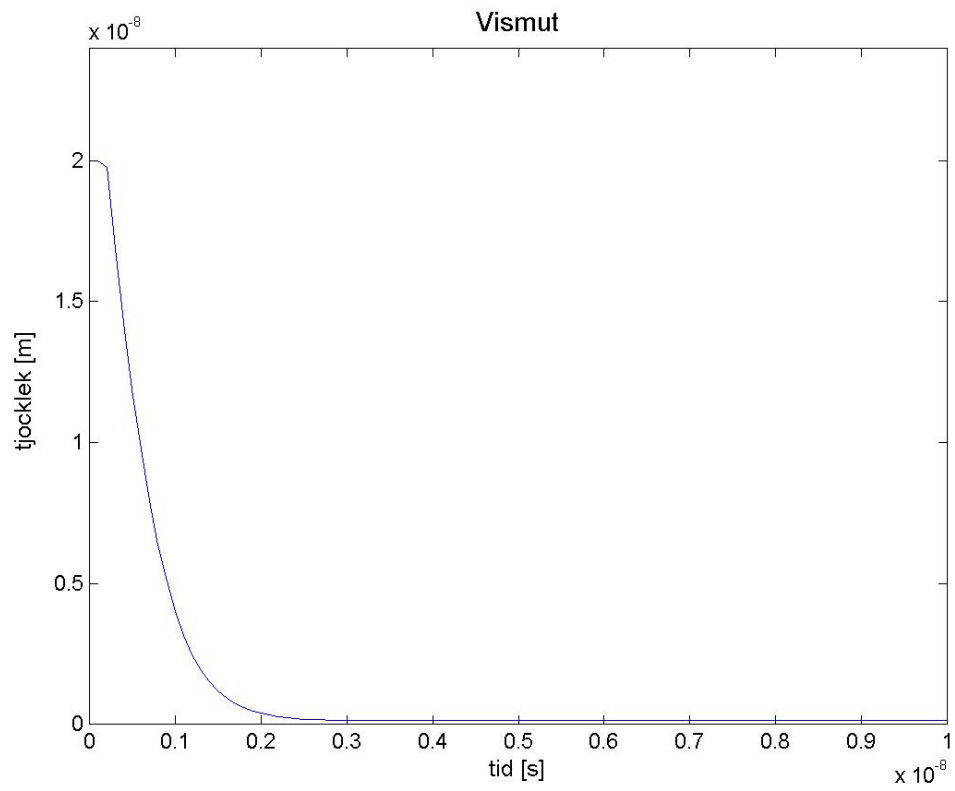












Bilaga C - Matlab-koden Uträkning av reflektansen som funktion av filmjockleken

```
function reflektion (lambda, N1, N2, fi0, Xx, yyy)

%Funktionen ska räkna ut reflektansen.
%
%Inparametrar är våglängden, filmens brytningsindex,
%substratets brytningsindex och infallsvinkel. Ämnet
%i filmen och våglängden anges inom ' ' för att
%det ska skrivas ut i grafen på slutet.

N0 = 1;

fil = asin(N0/N1*sin(fi0));

fi2 = asin(N1/N2*sin(fi1));

R_axel = [];

%Luftens brytningsindex
for d=1:1:1000
    beta = 2*pi*d/lambda*N1*cos(fi1);
    r_01_s = (N0*cos(fi0) - N1*cos(fi1)) / (N0*cos(fi0) + N1*cos(fi1));
    r_12_s = (N1*cos(fi1) - N2*cos(fi2)) / (N1*cos(fi1) + N2*cos(fi2));
    r_01_p = (N1*cos(fi0) - N0*cos(fi1)) / (N1*cos(fi0) + N0*cos(fi1));
    r_12_p = (N2*cos(fi1) - N1*cos(fi2)) / (N2*cos(fi1) + N1*cos(fi2));

    R_s = (r_01_s + r_12_s*exp(i*2*beta)) / (1 + r_01_s*r_12_s*exp(i*2*beta));
    R_p = (r_01_p + r_12_p*exp(i*2*beta)) / (1 + r_01_p*r_12_p*exp(i*2*beta));

    Rs = (abs(R_s))^2;
    Rp = (abs(R_p))^2;

    Rm = (Rs+Rp)/2;
    R_axel(size(R_axel)+1) = Rm;
end
Reflektansen = Rm
```

```
d_axel = 1:1:1000;
plot(d_axel,R_axel)
title(['Xx ' - Reflektansen som funktion av filmtjockleken.'])
xlabel('filmtjocklek [Å]')
ylabel('Reflektans')
```

Bilaga D - Matlab-kod Hur filmtjockleken varierar med tiden vid laserstrålning

```
function filmtjocklek_A1()
```

```
%Funktionen gör bl.a. en graf över hur filmtjockleken förändras med tiden då den bestrålas med laserstrålning.
%I nuläget simuleras de 10 första nanosekunderarna.
%Funktionen anropar på ett ställe en annan funktion, "laserintensitet" som bestämmer hur laserintensiteten
% varierar med tiden. I de simuleringar som hittills gjorts har denna funktion gett en 10 ns lång laserpuls. Det
% kan alltså ses som en kontinuerlig laser under den tid som studeras.
```

```
% Nedan anges olika parametrar.
```

```
t=0; % [s] %tiden är 0 i början
dt=2e-14; % [s] %längden på ett tidssteg
T0=293; % [K] %begränsningstemperaturen
K_luft=0.026; % [W/(Km)] %luftens värmekonduktivitet
```

```
%--Filmparimetrar--
Tm=933; % [K] %smältpunkt
Tv=2720; % [K] %kokpunkt
Lm=397e3; % [J/kg] %smältvärme
Lv=10.9e6; % [J/kg] %ångbildningsvärme
r=2.7e3; % [kg/m3] %densiteten (temperaturberoende vilket är en förenkling)
Cp=903; % [J/(kgK)] %värmekapacitiviteten (temperaturberoende vilket är en förenkling)
K=238; % [W/(Km)] %värmekonduktiviteten
R=0.92; %reflektans
alpha=1.5e8; % [m^-1] %absorptionskoefficienten
L=200e-10; % [m] %filmtjockleken i initialskedet
z_steg=5; % [] %Antal delskikt.
```

```
%--Substratparametrar--
r_s=2.5; % [kg/m3] %densitet
Cp_s=84; % [J/(kgK)] %värmekapacitivitet
K_s=0.9; % [W/(Km)] %värmekonduktivitet
dz_s=50e-9; % [m] %delsiktens tjocklek i substratet
```

```

z_s_steg=20;

%--Laserparametrar--
I0=8000;           % [J/m2]
tau=10e-9;         % [s]

%antal delskikt i substratet

dz=L/z_steg;

%delskiktens tjocklek

if K/(Cp*r)*dt/dz^2 > 0.5
    warning('Konvergenskriteriet ej uppfyllt. För stora tidssteg');
    return;
end

Tempmat1 = ones(1,z_steg+2)*T0;
Tempmat2 = ones(1,z_steg+2)*T0;
Tempmat3 = ones(1,z_steg+2)*T0;
Tjockmat = ones(1,z_steg+2)*dz;
Tjockmat(1)=0;
Tjockmat(z_steg+2)=dz_s;
fmat = zeros(1,z_steg);
Tempmat_s1 = ones(1,z_s_steg+2)*T0;
Tempmat_s2 = ones(1,z_s_steg+2)*T0;
Konduktmat = ones(1,z_steg+2)*K;
Konduktmat(1) = K_luft;
Konduktmat(z_steg+2) = K_s;
Tjock_axel=[];
Tid_axel=[];
a=0;

%temperaturen i de olika delskikten
%hjalpmatris
%hjalpmatris
%håller reda på de olika delskiktens tjocklekar

%OBS att sista värdet i Tjockmat = första steget i substratet
%hur stor del av varje skikt som är smält
%substratets temperatur.
%hjalpmatris
%matris med värmekonduktiviteten i de olika delskikten.
%1:a värdet = luftens värmekonduktivitet
%sista värdet = substratets värmekonduktivitet

while t < 10e-9           %Loopar så tills tiden är 10 ns
    t=t+dt;                %Här uppdateras tiden
    a=a+1;
    b=a/5000;

```

```

if round(b) == b      %Delta görs för att inte behöva uppdatera Tjock_axel och Tid_axel varje tidssteg. Detta
skulle ge allt för stora vektorer.
t
Tjock_axel(length(Tjock_axel)+1) = sum(Tjockmat(2:z_steg+1));
Tid_axel(length(Tid_axel)+1) = t;
end

for m=2:z_steg+1      %Loop över varje delskikt i filmen
    if Tjockmat(m)>0

%-----Uträkning av den nya temperaturen i delskikt m.-----
%-----Referens: A. K. Jain et al.-----
        K_2 = Konduktmat(m)*Konduktmat(m+1)*(Tjockmat(m)+Tjockmat(m+1))/...
            (Konduktmat(m)*Tjockmat(m+1)+Konduktmat(m+1)*Tjockmat(m));
        K_1 = Konduktmat(m)*Konduktmat(m-1)*(Tjockmat(m)+Tjockmat(m-1))/...
            (Konduktmat(m)*Tjockmat(m-1)+Konduktmat(m-1)*Tjockmat(m));
        dz_1 = (Tjockmat(m)+Tjockmat(m-1))/2;
        dz_2 = (Tjockmat(m)+Tjockmat(m+1))/2;

        Tempmat2(m) = Tempmat1(m) +...
            (K_1*(Tempmat1(m-1)-Tempmat1(m))/dz_1+...
            K_2*(Tempmat1(m+1)-Tempmat1(m))/dz_2)*dt / ...
            (Cp*r*Tjockmat(m))+...
            ((1-R)*laserintensitet(I0,tau,t)*exp(-1*alpha*sum(Tjockmat(1:m-1))))*...
            (1-exp(-1*alpha*Tjockmat(1,m)))* dt/(Cp*r*Tjockmat(m));

    Tempmat2(m) = Tempmat1(m) +...
        (K_1*(Tempmat1(m-1)-Tempmat1(m))/dz_1+...
        K_2*(Tempmat1(m+1)-Tempmat1(m))/dz_2)*dt / ...
        (Cp*r*Tjockmat(m))+...
        ((1-R)*laserintensitet(I0,tau,t)*exp(-1*alpha*sum(Tjockmat(1:m-1))))*...
        (1-exp(-1*alpha*Tjockmat(1,m)))* dt/(Cp*r*Tjockmat(m));

%Ovan räknades temperaturen i varje delskikt ut, förutsatt att ingen fasövergång äger rum, och lades in i Tempmat2.
%Nedan kompenseras för eventuella fasövergångar.

%-----smältning-----
        if Tempmat1(m) <= Tm & Tm < Tempmat2(m)
            fmat(m-1)=fmat(m-1)+Cp*(Tempmat2(m)-Tm)/Im;

            if fmat(m-1) <= 1      %Delskiktet bara delvis smält.
                Tempmat3(m) = Tm;
            end
        end
    end
end

```



```

else
    if Tm + (fmat(m-1) - 1)*r*Im/(Cp*r) > Tv %Om energin räcker för att helt smälta skiktet.
        fi=( (Tm + (fmat(m-1) - 1)*r*Im/(Cp*r)) - Tv)*Cp/Lv;
        if fi < 1
            Tempmat3(m)=Tv;
            Tjockmat(m)=Tjockmat(m)*(1-fi);
        else
            Tempmat3(m)=Tv;
            Tjockmat(m)=0;
        end
    else
        Tempmat3(m) = Tm + (fmat(m-1) - 1)*r*Im/(Cp*r);
        fmat(m-1)=1;
    end
end

%-----stelning----- (Inträffar aldrig i de simuleringar som körts, eftersom lasern är
kontinuerlig.)
elseif Tempmat2(m) < Tm & Tm <= Tempmat1(m)
    fmat(m-1)=fmat(m-1)+Cp*(Tempmat2(m)-Tm)/Im;
    if 0 <= fmat(m-1)
        Tempmat3(m) = Tm;
    else
        Tempmat3(m) = Tm + fmat(m-1)*r*Im/(Cp*r);
        fmat(m-1)=0;
    end

%-----förångning-----
elseif Tm < Tempmat1(m) & Tempmat1(m) <= Tv & Tv < Tempmat2(m)
    fi=(Tempmat2(m) - Tv)*Cp/Lv;
    if fi < 1
        Tempmat3(m)=Tv;
        Tjockmat(m)=Tjockmat(m)*(1-fi);
    else
        if K/(Cp*r)*dt/(Tjockmat(m))^2 > 0.5 %Konvergenskriteriet

```

```

        if m==z_steg+1
            break
        else
            end
            Tjockmat (m+1) =Tjockmat (m+1) +Tjockmat (m) ;
            Tjockmat (m) =0;
        else
            end
        else
            Tempmat3 (m) =Tv;
            Tjockmat (m) =0;
        end
    end

%-----ingen fasövergång-----
    else
        Tempmat3 (m) = Tempmat2 (m) ;
    end

%-----
    end

end

Tempmat1 (2:z_steg+1) = Tempmat3 (2:z_steg+1) ;
Tempmat1 (1) =Tempmat1 (2) ; %Fusk? Luftens värmekonduktivitet är ju med nu.

%-----Substratets temperatur---
    for n=2:z_s_steg+1
        Tempmat_s2 (n) = Tempmat_s1 (n) + ... %Loop över skikt i substratet.
        (K_s*dt/(r_s*Cp_s*dz_s^2)) *...
        (Tempmat_s1 (n+1) -2*Tempmat_s1 (n) +Tempmat_s1 (n-1)) ;
    end

Tempmat_s1 (2:z_s_steg+1) = Tempmat_s2 (2:z_s_steg+1) ;
Tempmat_s1 (1) = Tempmat1 (z_steg+1) ;
Tempmat1 (z_steg+2) = Tempmat_s1 (2) ;
%Näst sista värdet i filmvektorn = 1:a värdet i substratvektorn,

```

```

%Sista värdet i filmvektorn = 2:a värdet i substratvektorn.
%-----
end

%---Resultatet presenteras---
Tid=t
FilmTjocklek = sum(Tjockmat(2:z_steg+1))
L_axel=dz:dz:L;
T_axel=Tempmat1(2:z_steg+1);
figure(1);
plot(L_axel,T_axel)
title('Ämne: Al      Temperaturen som funktion av djupet i filmen')
xlabel('Djupet')
ylabel('Temp. [K]')
figure(2);
plot(Tid_axel,Tjock_axel)
axis([0 t 0 L*1.2])
title('Aluminium')
xlabel('tid [s]')
ylabel('tjocklek [m]')

```

```

function i = laserintensitet(I0,tau,t)
% -----
% laserintensitet:
% Beräknar laserintensiteten [J/(m2 s)] som funktion av tiden.
%
%
% Variabler:
% I0 = toppintensiteten [J/m2]
% tau = FWHM för pulsen [s]
% t = time [s]
%
% Används bl.a. av: filmtjocklek_A1.m
% -----

if 0<t & t<tau
    i = I0/tau;
else
    i=0;
end

```