

F P 2

OPTISKA EGENSKAPER HOS FASTA ÄMNEN

Innehåll	Sid
1. MÅLSÄTTNING	1
2. EXPERIMENTELLA METODER	2
2.1 Spektrofotometri	2
2.2 Förångning av metallfilm	6
3. TEORI	8
3.1 Lorentzmodellen	8
3.2 Absorption genom fononer	11
3.3 Isolatorer	13
3.4 Halvledare	13
3.5 Metaller	15
3.6 Bestämning av optiska konstanter ur transmissionsmätningar	18
4. UPPGIFTER	20
4.1 Instuderingsuppgifter	20
4.2 Experimentella uppgifter	21
5. REFERENSER	24

OPTISKA EGENSKAPER HOS FASTA ÄMNEN

1. MÅLSÄTTNING

Avsikten med denna laboration är att göra mätningar av reflektans och transmittans hos olika fasta ämnen för att sedan jämföra resultaten med några enkla teorier. Exempelen är valda för att belysa de modeller, som finns beskrivna i *Introductory Solid State Physics* av H P Myers. Ett sätt att erhålla information om elektronernas energitillstånd i ett fast ämne, är att studera hur materialet växelverkar med elektromagnetisk strålning. Ur de mikroskopiska beskrivningarna av elektrontillstånden kan den makroskopiska dielektricitetsfunktionen, ϵ , beräknas. Dielektricitetsfunktionen är i sin tur relaterad till brytningsindex, n , för materialet: $n^2 = \epsilon$. Då brytningsindex är känt kan reflektans och transmittans beräknas för elektromagnetisk strålning som infaller mot materialets yta. Detta görs med hjälp av Fresnels formler. Omvänt kan ϵ beräknas ur reflektans och transmittans.

En laborationsgrupp (ca 8 teknologer) skall självständigt utföra sina experiment. Detta görs vid 3 schemalagda laborationstillfällen, då handledare finns tillgänglig för rådfrågning. I laborationsarbetet ingår:

- att tillverka prover för optiska mätningar
- att göra mätningar av transmittans och reflektans med hjälp av spektrofotometer
- att utvärdera resultaten och göra jämförelser med teoretiska modeller
- att sammanfatta resultaten i en (kortfattad) rapport. Denna lämnas till handledaren 1 vecka efter tredje laborationstillfället

Det experimentella arbetet kan lämpligen fördelas inom gruppen, men var och en skall sedan kunna svara för gruppens alla resultat.

Till första laborationstillfället

- o läs handledningen
- o lös uppgifterna i handledningen
- o lämna in svaren på uppgifterna
- o lämna en plan över eventuell arbetsfördelning

Tag med läroboken i fasta tillståndets fysik.

2. EXPERIMENTELLA METODER

För att studera de karakteristiska excitationerna i ett fast ämne behövs först och främst en spektrofotometer för strålning inom det relevanta spektralområdet. Dessutom måste proverna utformas på lämpligt sätt för varje undersökning. Om man till exempel vill studera transmittansen hos en metall i synliga spektrum, där reflektansen är hög, måste provet vara en tunn film. Substratet, på vilket filmen deponeras, skall då vara genomskinligt i motsvarande våglängdsområde. Glas är genomskinligt för synligt och nära infrarött ljus. För ultraviolett ljus kan kvarts eller CaF_2 användas, medan t ex kisel är lämpligt i det mer långvågiga infraröd-området.

Vid laborationen utnyttjas spektrofotometrar för dels infraröd, dels synlig och ultraviolett elektromagnetisk strålning. En del av de prover, som skall undersökas, tillverkas genom förångning av metall på lämpligt substrat. I följande avsnitt beskrivs kortfattat principen för strålgången i en spektrofotometer samt hur tunna filmer tillverkas med förångningsteknik. Utförligare beskrivning finns i instrumentmanualerna vid laborationsplatsen.

2.1 Spektrofotometri

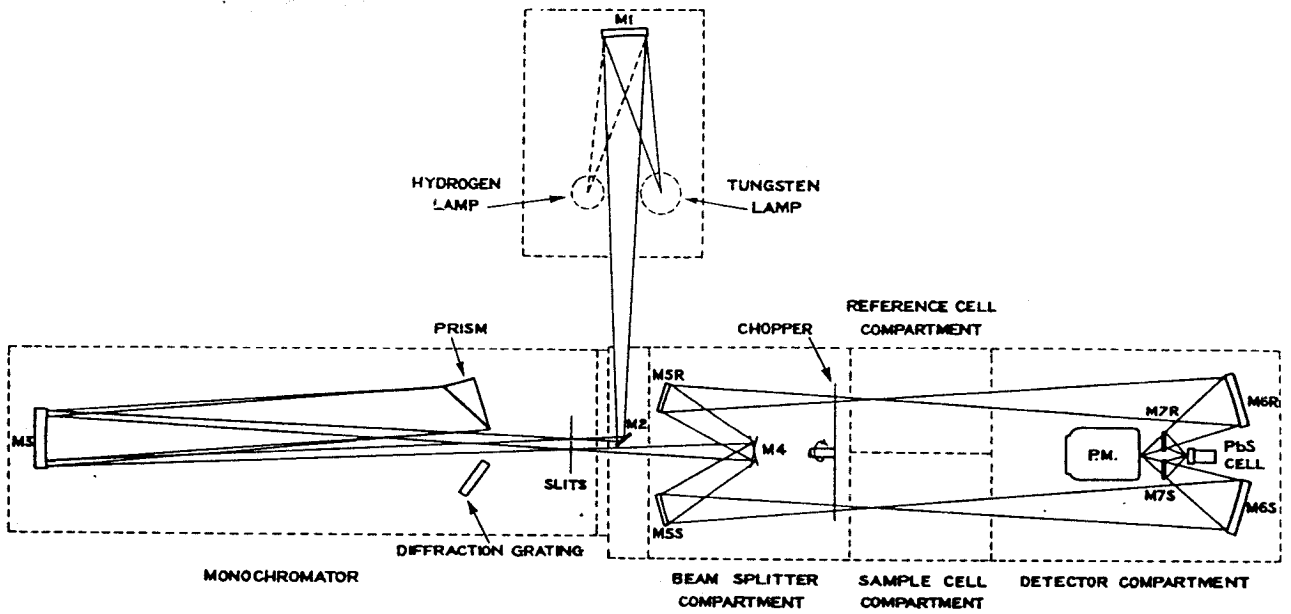
En spektrofotometers huvuddelar utgörs av en ljuskälla, en monokromator och en detektor. Man kan själv sätta ihop apparatur av separata komponenter. Det finns också kompletta system kommersiellt tillgängliga. Två sådana system beskrivs här.

2.1.1 Spektrofotometer för nära infraröd, synlig och ultraviolet strålning, CARY.

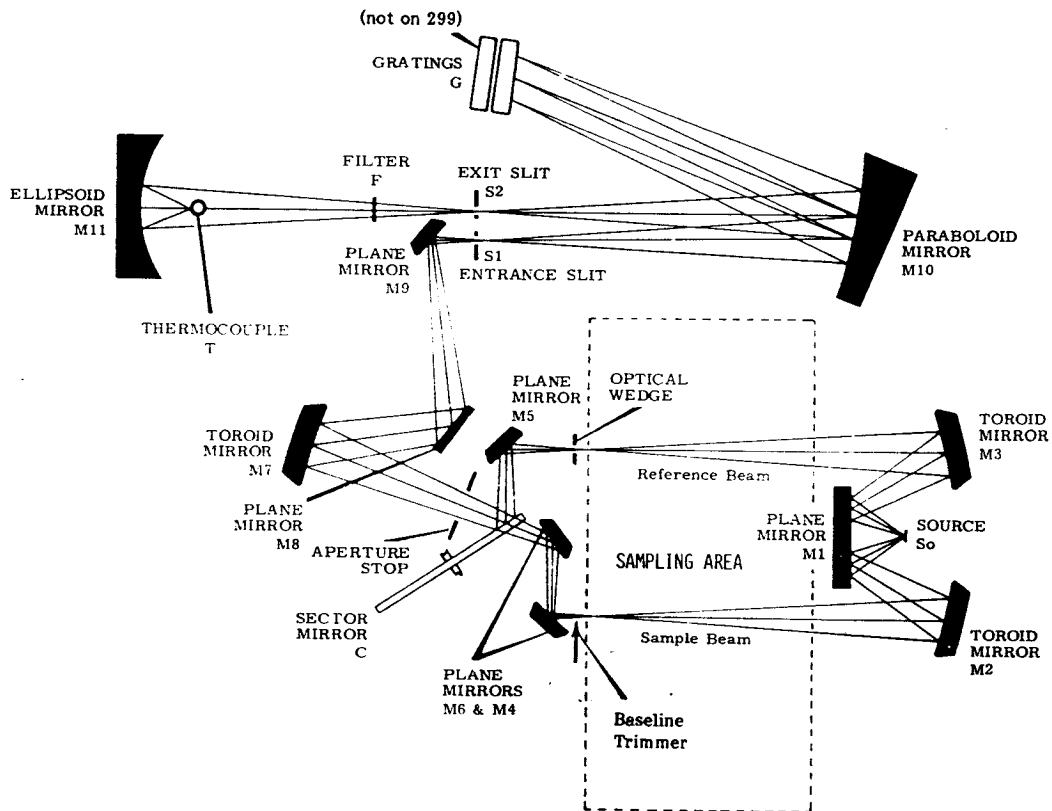
Figur 1 visar principen för strålgången i en spektrofotometer för våglängder mellan 185 och 3150 nm. Ett liknande instrument, CARY 2300, utnyttjas vid laborationen. I denna apparat har man som strålkälla i våglängdsområdet 185-340 nm en deuteriumlampa och i området 340 nm - 3.15 μm en volfram-halogen lampa. Via speglar reflekteras ljuset mot en gittermonokromator för spektraluppdelning. Gittret är vridbart kring en axel. På så sätt sveper strålningen, som träffar utgångsspalten, genom spektrum. Denna monokromatiska strålning delas upp i två strålar; en referensstråle och en som får träffa provet. En roterande bländare släpper omväxlande fram ljuset till referensstrålen respektive provet. Som detektor utnyttjas en fotomultiplikator i området 186 nm - 800 nm och en blyulfid cell för längre våglängder. De två signalerna, från provet och referensstrålen, likriktas, filtreras och divideras med varandra. Utsignalen, som fås på en skrivare, ger sedan förhållandet mellan intensiteterna från provet och referensstrålen. Spektrofotometern sveper automatiskt genom våglängdsområdet och justerar spaltöppningen så att referensstrålen får konstant intensitet. Byte av lampa, detektor och gitter sker också automatiskt.

2.1.2 Spektrofotometer för infrarödstrålning, Perkin-Elmer

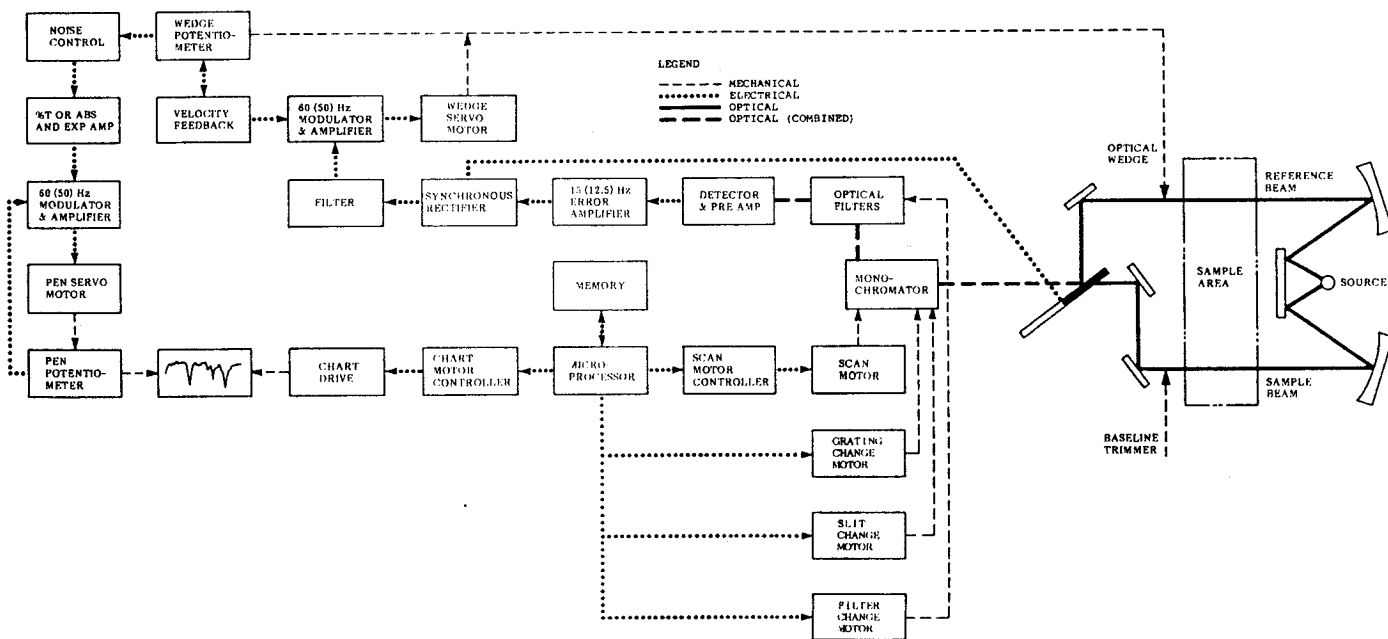
Figur 2 visar principen för strålgången i Perkin-Elmer 399 infraröd spektrofotometer, avsedd för våglängder mellan 2.5 och 25 μm . Strålkällan utgörs av ett keramiskt rör, som värms till ca 1200°C. Den ger ett kontinuerligt spektrum med strålningsmaximum i infrarött. På motsvarande sätt, som beskrivits ovan, görs en uppdelning i referensstråle och provstråle. Gittermonokromatorn är placerad efter provet. Detektorn utgörs av en svärtad guldfolie, som placerats i fokus till en ellipsoidisk spegel. Foliens temperaturökning p. g. a. den infraröda strålningen mäts med ett termoelement. Utsignalen erhålles på en skrivare som förhållandet mellan intensiteterna hos prov- och referensstråle, jfr figur 3.



Figur 1. Princip för strålgången i en spektrofotometer för ultraviolett, synligt och nära infrarött ljus..



Figur 2. Princip för strålgången i Perkin-Elmer infraröd-spektrofotometer.



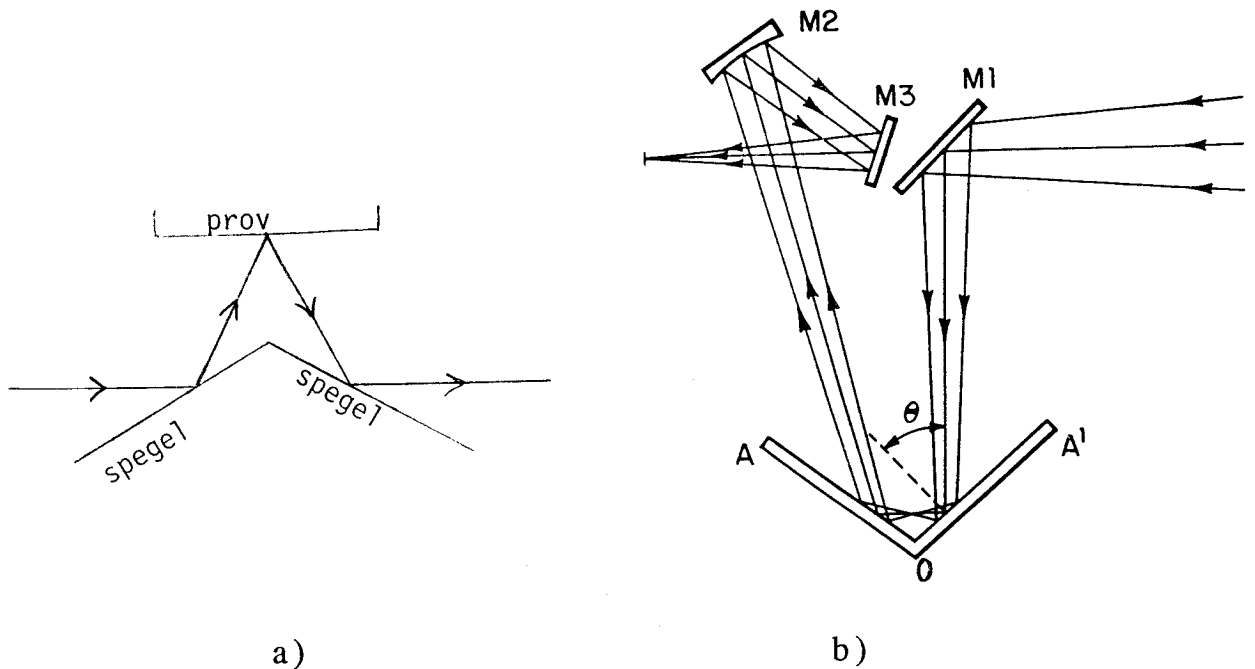
Figur 3. Blockschema för Perkin-Elmer spektrofotometer.

2.1.3 Transmittans- och reflektansmätningar.

Reflektans och transmittans är inte enbart beroende av provet i sig, utan också av infallande ljusets polarisationstillstånd och infallsvinkel. Med hjälp av en linjärpolarisator kan mätningar göras för s- eller p-polariserat ljus.

Vid transmittansmätningar placeras provet direkt i provstrålens väg. Om provet utgörs av en tunn platta kan infallsvinkeln enkelt varieras genom att provhållaren vrids.

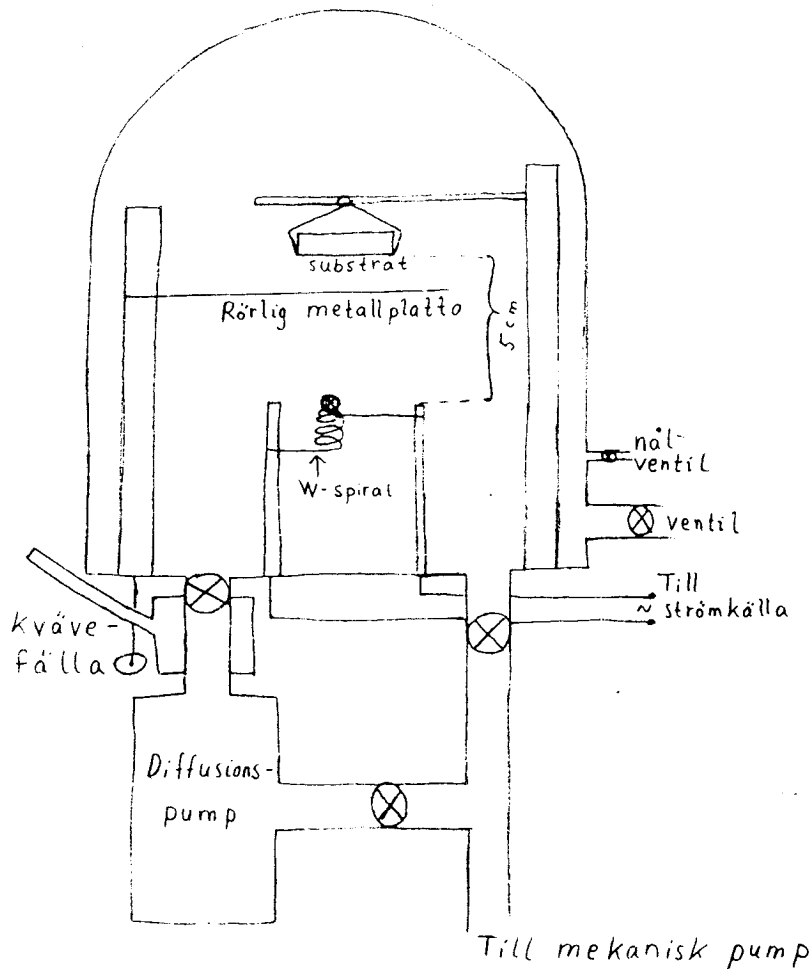
För reflektansmätningar krävs en provhållartillsats med ytterligare speglar. Figur 4 visar principen för en enkel tillsats med fix infallsvinkel och en tillsats där infallsvinkeln kan varieras. En mätning med en sådan tillsats ger ej absolutvärdet av reflektansen, eftersom intensiteten reduceras även vid reflektion i speglarna.



Figur 4. Reflektanstillsatser för a) fix infallsvinkel b) variabel infallsvinkel. Provet placeras på en vridbar hållare OA' där OA är en spegel, som är fix relativt OA' .

2.2 Förångning av metallfilm

Figur 5 visar en skiss av en förångningsanläggning. En bit av den metall som skall förångas placeras i en spiral, eller en s. k. båt av volfram (smältpunkt 3643 K) eller molybden (smältpunkt 2893 K). Spiralen ansluts till en spänningskälla. Då det går ström genom spiralen utvecklas värme, så att metallen smälter. Om trycket i behållaren är lägre än smältans ångtryck kan metallatomerna lätt lämna smältan, förångas, och sedan kondensera på en kallare yta, substratet. Förångningshastigheten beror kraftigt av smältans temperatur. Metallfilmens kvalitet beror dessutom av trycket i anläggningen under förångningen samt av hur substratets yta är beskaffad.



Figur 5. Förångningsanläggning

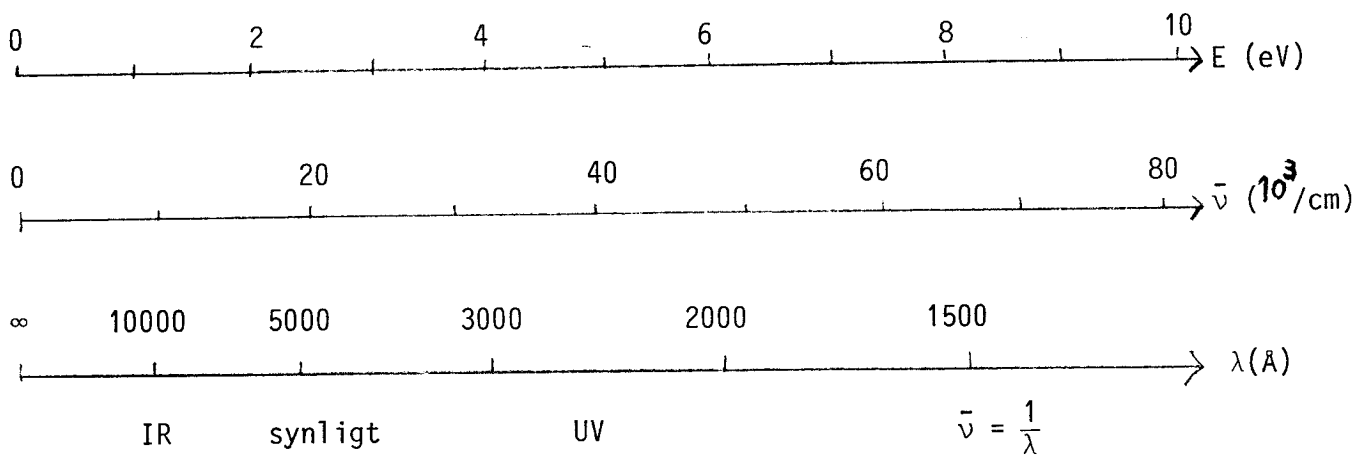
För att metallfilmen skall fästa på substratet och bli jämn måste substratets yta vara väl rengjord. För rengöring av olika substrat finns ofta beprövade "recept" som kan utnyttjas.

Evakueringen av vakuumkammaren görs i två steg. Trycket sänks först med en mekanisk rotationspump till ca 0.1 torr. Därefter stängs ledningen mellan vakuumkammaren och mekaniska pumpen. Ventilen mellan diffusionspump och rotationspump öppnas. Diffusionspumpen kan nu anslutas till vakuumkammaren. Trycket bör ha sjunkit till 10^{-5} torr innan förångningen görs. Diffusionspumpens backtryck får aldrig överstiga 0.5 Torr. Därför måste man under användning pumpa på den med den mekaniska pumpen.

3. TEORI

Optiska absorptionen i fasta ämnen orsakas av den elektromagnetiska strålningens växelverkan inte bara med elektroner utan också med gittersvängningar (fononer). Den dominerande typen av absorptionsmekanism bestäms av materialets karaktär och strålningens energi. Vi indelar nedan fasta ämnen i isolatorer, halvledare och metaller, och beskriver kort den optiska absorptionens karakteristiska utseende och orsak.

Som enhet för fotonenergin $h\nu$ används ofta inom fasta tillståndets fysik elektronvolt (eV). Inom spektroskopi i allmänhet används emellertid vågtal (cm^{-1}) eller våglängd (\AA , nm, μm). Sambanden mellan enheterna framgår av nedanstående diagram (Fig. 6). Enheten cm^{-1} kallas även Kaiser (K).



Figur 6. Relation mellan olika enheter för fotonenergi. Numeriskt får vi $1 \text{ eV} \Leftrightarrow 1.24 \mu\text{m}$ och $1 \mu\text{m} \Leftrightarrow 10000 \text{ cm}^{-1}$.

3.1 Lorentzmodellen

Vi skall här betrakta en enkel mikroskopisk klassisk modell för elektromagnetisk strålningens växelverkan med materia. Den uppställdes redan 1906 av Lorentz. Han antog att elektronerna var

bundna till atomerna med elastiska krafter. Rörelseekvationen för en elektron i ljusets periodiska elektriska fält blir då

$$m (\partial^2 \mathbf{r} / \partial t^2) + m\gamma (\partial \mathbf{r} / \partial t) + \kappa \mathbf{r} = e\mathbf{E}_0 e^{i\omega t} \quad (1)$$

där \mathbf{r} är Ortsvektorn för elektronen relativt kärnan, m är massan, κ återställande kraften per längdenhet och γ dämpningskonstanten för elektronen. Den stationära lösningen till ekv 1 är

$$\mathbf{r} = e\mathbf{E}_0 e^{i\omega t} / (m(\omega_0^2 - \omega^2) + im\gamma\omega) \quad (2)$$

där $\omega_0 = (\kappa/m)^{1/2}$ är egenfrekvensen.

De svängande elektronerna ger upphov till en komplex polarisation $\mathbf{P} = N e \mathbf{r} = \alpha \epsilon_0 \mathbf{E}$ där N är elektrontätheten och α är polariserbarheten. Dielektricitetsfunktionen erhålls ur

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} = \epsilon_0 (1 + \alpha) \mathbf{E},$$

dvs. den relativa dielektricitetsfunktionen ϵ_r blir

$$\epsilon_r = \epsilon_1 + i\epsilon_2 = 1 + \alpha. \quad (3)$$

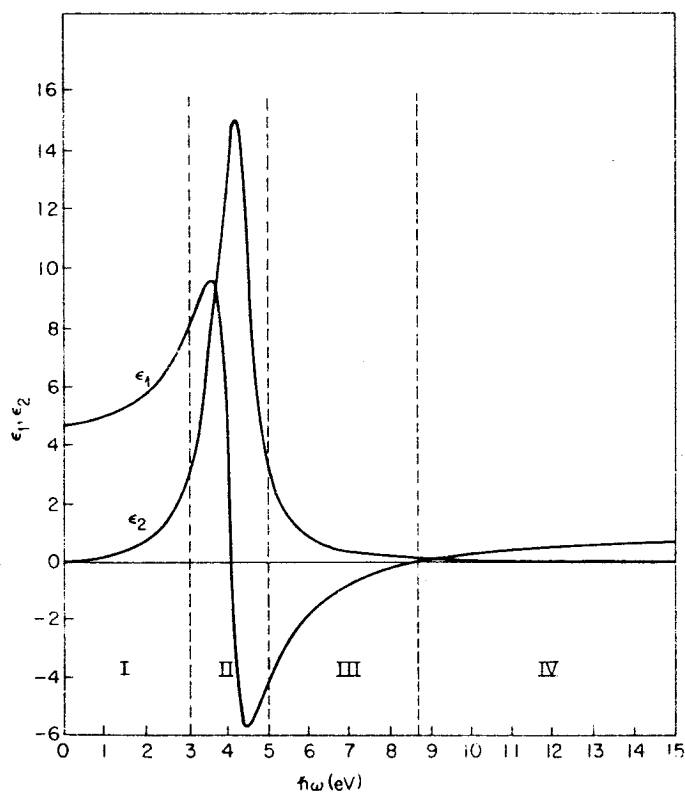
Polariserbarheten erhålls ur \mathbf{r} , ekv. (2) och insättes i ekv. (3). Då erhåller vi följande ekvationer

$$\begin{aligned} \epsilon_1(\omega) &= 1 + \omega_p^2 \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \\ \epsilon_2(\omega) &= \omega_p^2 \frac{\omega \gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}, \end{aligned} \quad (4)$$

där

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{m\epsilon_0}$$

Storheten ω_p är elektronernas kollektiva egenfrekvens den s.k. plasmafrekvensen. Real- och imaginärdelarna av dielektricitetsfunktionen, $\epsilon_1(\omega)$ och $\epsilon_2(\omega)$, är åskådliggjorda i fig. 7. Realdelen $\epsilon_1(\omega)$ är förknippad med polarisationen i mediet, medan $\epsilon_2(\omega)$ ger ett mått på absorptionen.



Figur 7. Dielektricitetskonstantens realdel, ϵ_1 , och imaginärdel, ϵ_2 , för en Lorentzoscillator. I beräkningen användes värdena $h\omega_0 = 4\text{eV}$ och $h\gamma = 1\text{ eV}$.

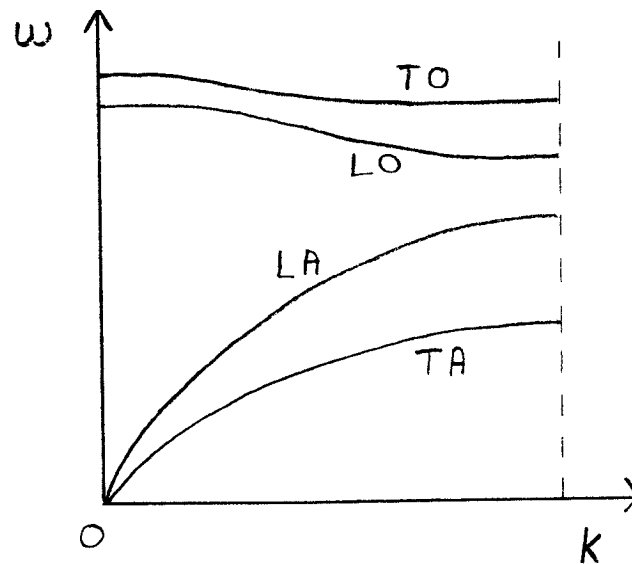
Lorentzmodellen kan användas för att beskriva elektronisk absorption i de fall den ger upphov till absorptionslinjer liknande $\epsilon_2(\omega)$ i Fig. 7. För att beskriva mer komplicerade spektra kan man ofta ansätta en superposition av Lorentzoscillatorer. Trots enkelheten hos modellen ger den de kvalitativa dragen hos den optiska absorptionen i många olika fall som vi skall se nedan.

Bättre modeller för den optiska absorptionsprocessen fås genom en kvantmekanisk behandling. Elektronernas bidrag utgöres då av kvantumövergångar mellan eller inom energiband, interband- respektive intrabandövergångar. Därvid gäller att $h\omega_0 = E_2 - E_1$, där E_2 och E_1 är elektronernas energi i slut- respektive begynnelsestillståndet. $\epsilon_2(\omega)$ -funktionen har då ej längre en symmetrisk topp utan ges av en mycket komplicerad funktion, som i regel måste beräknas numeriskt.

3.2 Absorption genom fononer

Den elektromagnetiska strålningens växelverkan med gittersvängningarna, fononerna, kan också ge upphov till absorptionsspektra, som med god noggrannhet kan beskrivas med Lorentzmodellen. Fononer har en typisk energi kT (0.025 eV vid rumstemperatur); därför förväntar vi att fononabsorptionen uppträder i det infraröda (10-tals μm) våglängdsområdet. Figur 8 visar typiska dispersionsrelationer, sambandet mellan frekvensen ω och vågvektorn k , för fononerna i ett fast ämne. Det finns alltid tre akustiska grenar (två transversella, TA, och en longitudinell, LA) som karakteriseras av att $\omega(k) \rightarrow v_L k$ då k går mot noll. Här betecknar v_L ljudhastigheten. När det finns n atomer i enhetscellen förekommer också $3(n-1)$ optiska fononmoder ($2(n-1)$ transversella, TO och $(n-1)$ longitudinella, LO), för vilka ω är konstant för små k . Den elektromagnetiska strålningen kan direkt växelverka endast med transversella optiska fononer med liten vågvektor. Vi betraktar nu en polär kristall, d.v.s. en jonkristall. Rörelseekvationen för de positiva jonernas rörelse relativt de negativa är av samma form som ekv. 1. Vi måste dock ersätta m med den reducerade massan för systemet av två joner. Ortsvektorn tolkas som $r = (u^+ - u^-)$, där u^+ och u^- betecknar förskjutningen från jämviktsläget för den positiva resp. negativa jonen. I högerledet måste också uttrycket för kraften p.g.a. det pålagda fältet multipliceras med en effektiv laddning Z^* .

Kopplingen av det elektromagnetiska fältet till de transversella och longitudinella optiska fononerna behandlas i detalj av H.P. Myers i "Introductory Solid State Physics" avsnitt 12.4.2, sid. 409-415. Härledningen är där gjord utan dämpningen γ . Det visar sig att fononabsorptionen kan beskrivas med hjälp av Lorentzmodellen, (ekv. 4).



Figur 8. Schematiska dispersionsrelationer för akustiska (LA, TA) och optiska (TO, LO) fononer.

Parametrarna i ekv. 4 får dock en delvis annan tolkning (jämför ekv. 12.38 hos Myers). I ekv. 4 måste ω_0 ersättas av den transversella optiska fononfrekvensen ω_T , och ω_p tolkas som en fiktiv plasmafrekvens för de fria jonerna. Den longitudinella fononfrekvensen ω_L , som är större än ω_T , ges av villkoret $\epsilon_1(\omega_L) = 0$. Betraktar vi nu Lorentzkurvan i fig. 7 ser vi att ϵ_2 har en topp vid ω_T , dvs. stark absorption uppträder vid denna frekvens, medan $\epsilon_1(\omega) < 0$ för $\omega_T < \omega < \omega_L$. Detta leder till den s.k. Reststrahleneffekten, som innebär att reflektansen hos en jonkristall är hög i frekvensområdet mellan ω_T och ω_L .

I en polär kristall kan det elektromagnetiska fältet koppla till de optiska fononerna genom det dipolmoment som de positiva och negativa jonernas förskjutningar ger upphov till. För en s.k. homopolär kristall där alla "joner" har samma laddning finns det dock inget dipolmoment för fotonerna i fältet att koppla till. I detta fall är $\omega_T = \omega_L$ och ingen första ordningens absorption genom fononer kan äga rum. En andra ordningens effekt, den s.k. tvåfononabsorptionen kan dock förekomma. Vid denna process emitteras två fononer eller absorberas en och emitteras en annan fonon, då en foton absorberas i materialet.

Eftersom den absorberade fotonens vågvektor är mycket mindre än typiska fononers k -vektorer, leder impulsbevaring till att de båda fononerna har approximativt lika stora men motriktade vågvektorer. Energibevaring leder till att den absorberade fotonens energi är energin hos emitterade fonon(er) minus energin hos den eventuellt absorberade fononen. Absorptionstopparna i ett tvåfononspektrum kan med god noggrannhet analyseras genom att tillämpa dessa bevaringslagar.

3.3 Isolatorer

En isolator karakteriseras av sitt stora elektroniska bandgap, E_g , vilket ligger i det ultravioletta området. För $h\omega > E_g$ har vi stark absorption p.g.a. interbandövergångar mellan valens- och ledningsband. De kan kvalitativt beskrivas som en superposition av Lorentzoscillatorer.

En isolator är i princip transparent i det synliga området. För tunna filmer kan man mycket enkelt bestämma realdelen av brytningsindex, n , och tjockleken då materialet är transparent eller uppvisar endast liten absorption. För icke-absorberande plattor kan också brytningsindex enkelt bestämmas. Metoder för detta ges i avsnitt 3.6. Ur ekv. 4 kan vi erhålla ett uttryck för en isolators brytningsindex för energier lägre än bandgapet. Vi sätter $\gamma=0$, identifierar $h\omega_0$ med bandgapet och skriver uttrycket i energienheter. Detta leder till

$$n^2 = 1 + E_p^2 / (E_g^2 - E^2). \quad (5)$$

Vid låga fotonenergier i det infraröda området uppträder den absorption på grund av optiska fononer, som vi beskrivit ovan.

3.4 Halvledare

Bandgapet faller här i regel i det synliga eller nära infraröda området, varför UV-området och åtminstone en del av det synliga området domineras av interbandövergångar. Bandgapet kan vara direkt eller indirekt. Vid den direkta interbandabsorptionen är övergångarna vertikala i ett bandstrukturschema, dvs. vågvektorn (impulsen) bevaras. Vid en indirekt övergång behöver vågvektorn ej vara den

samma i begynnelse- och sluttillståndet. Impulsen bevaras genom att en fonon absorberas eller emitteras, vilket illustreras i figur 9. Denna s.k. indirekta absorption är svagare än den direkta.

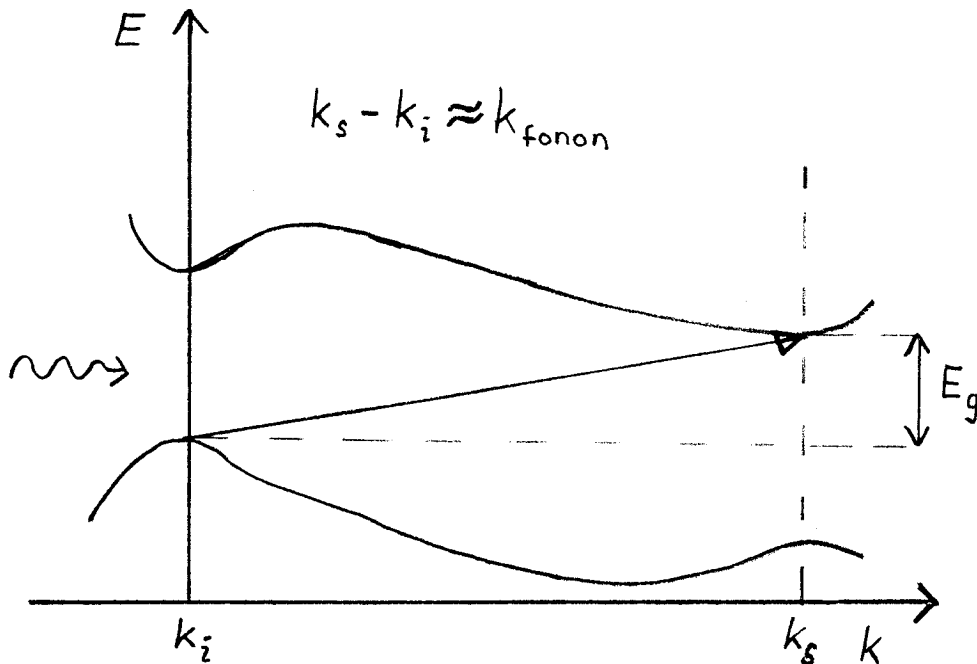


Fig. 9. Indirekt övergång i en halvledare.

Energikonserveringslagen ger nu att den optiska absorptionen startar vid energin $E_g - E_f$ i det fall då en fonon absorberas och vid $E_g + E_f$ i fallet då en fonon emitteras i samband med absorptionsprocessen. Här betecknar vi fononens energi med E_f . Genom noggranna mätningar av transmissionen hos halvledare vid energier nära bandgapet kan man identifiera de olika komponenterna hos absorptionen och bestämma de deltagande fononernas energier.

Fononabsorptionen i det infraröda våglängdsområdet är mycket svag för halvledare som är homopolära kristaller t.ex. Ge och Si. Absorptionen blir av andra ordningen och involverar två lika eller olika fononer.

För starkt dopade halvledare kan också andra fenomen uppträda. Betrakta en n-dopad halvledare med donatornivåer strax under ledningsbandet. Om dopningskoncentrationen görs mycket hög

kommer donatorelektronernas orbitaler att överlappa varandra. Detta leder till att donatornivåerna bildar ett energiband som överlappar ledningsbandet. Vi får fria elektroner i ledningsbandet, vilka ger upphov till metalliska egenskaper (se avsnitt 3.5) vid låga frekvenser. Vid tillräckligt höga frekvenser (större än de fria elektronernas plasmafrekvens) har vi dock fortfarande halvledaregenskaper: stark absorption för energier över bandgapet och betydande transmission mellan bandgapet och plasmafrekvensen.

3.5 Metaller

För ledningselektroner i en metall utvecklade Drude (1889) och Zener (1953) en modell som svarar mot att i ekvation 1 sätta $\kappa = 0$. Dämpningen γ får då en lite annorlunda tolkning. Elektronerna rör sig under sin acceleration p.g.a. fältet E fritt ($\kappa = 0$), men kolliderar mot andra elektroner, atomer och defekter ($\gamma \neq 0$). γ tolkas då som ett mått på kollisionfrekvensen.

Man erhåller från ekv. 4 de s.k. Drude-formlerna, vilka ger bidraget från ledningselektronerna till dielektricitetsfunktionen, intrabandabsorptionen (se avsnitt 6.5 i H.P. Myers: "Introductory Solid State Physics"). Dielektricitetsfunktionen ges av

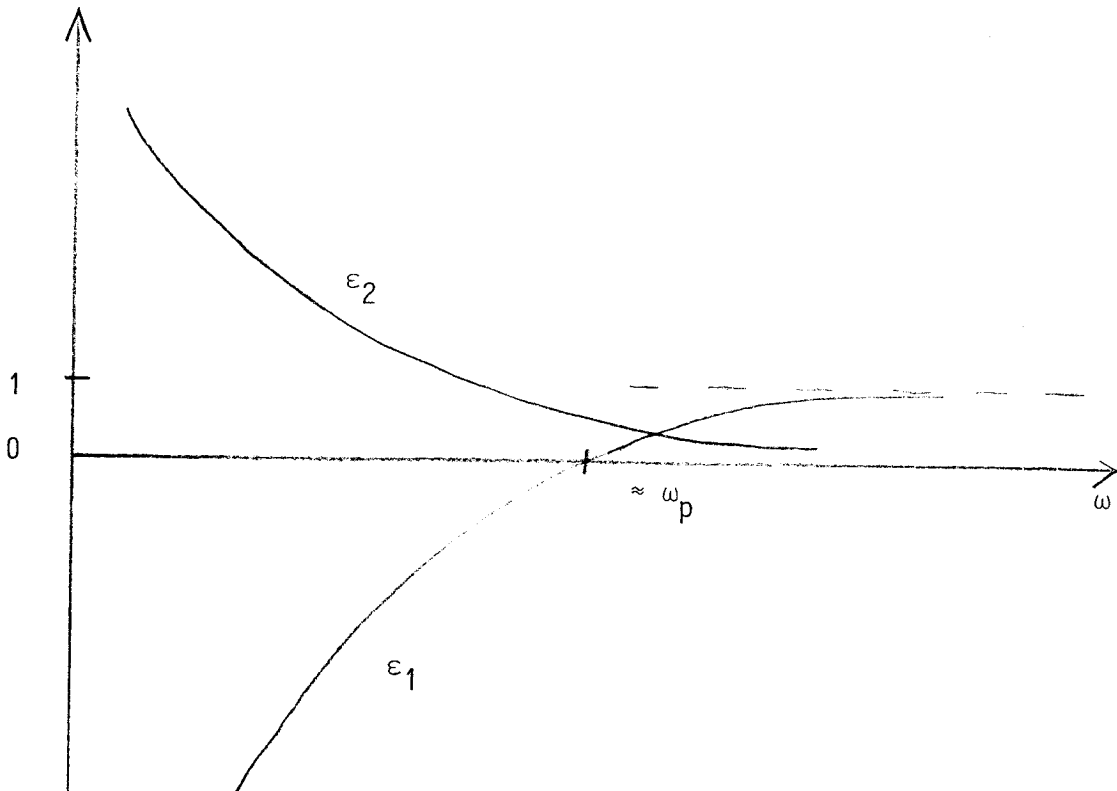
$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \quad (6)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \gamma}{(\omega^2 + \gamma^2) \omega}$$

Dessa funktioner är åskådliggjorda i figur 10.

Om man försummar elektronernas kollisioner (dvs. $\gamma = 0$) blir

$$\epsilon_2 = 0 \text{ och } \epsilon_1 = 1 - \omega_p^2/\omega^2.$$



Figur 10. Real- och imaginärdelen av dielektricitetsfunktionen $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ för ledningselektronerna i en metall; ϵ_2 ger upphov till den s.k. Drude-absorptionen. ω_p är plasmafrekvensen.

Interbandabsorptionen ligger överlagrad intrabandabsorptionen och kan starta i IR-, synliga eller UV-området. Optiska absorptionen hos en metall är mycket stark över hela området, varför vi på laborationen skall studera transmittansen hos mycket tunna filmer (ca 500 Å) samt reflektansen. Vi studerar speciellt guld och silver, där interbandtröskeln orsakas av excitationer från d-tillstånd till ferminivån. Under vissa förhållanden kan ledningselektronernas kollektiva plasmaoscillation exciteras direkt i ett optiskt experiment. Vi övergår nu till att ge ett exempel på detta. Plasmaoscillationen i en tunn film kan studeras genom att excitera volymplasmoner i ett vanligt transmissionsexperiment.

En volymplasmon är en longitudinell oscillation av ledningselektronerna i materialet. (Myers s. 153, avsnitt 6.1.3) Dess resonansfrekvens ges av villkoret $\epsilon_1(\omega) = 0$. Volymplasmoner i en oändlig elektrongas kan ej exciteras av ljus, eftersom fotonen är transversell (divergensfri). I en tunn metallfilm kan man däremot

excitera en longitudinell oscillation av ledningselektronerna med hjälp av p-polariserat ljus under snett infall. Transmittansen för en tunn film är för p-polariserat ljus, (jfr Myers Physical Optics, Kap. 6).

$$T_p = \left| \frac{t_1 t_2 e^{i\delta}}{1 - r_1^2 e^{2i\delta}} \right|^2 = \left| \frac{4 s u e^{i\delta}}{(s+u)^2 - (s-u)^2 e^{2i\delta}} \right|^2,$$

där t_1 och t_2 är transmissionskoefficienterna för de båda gränssytorna och $r_1 = r_2$ är reflektionskoefficienten. Vidare är

$$\delta = \frac{2\pi d}{\lambda} s, \quad s = (\epsilon_f - \sin^2 \theta)^{1/2}, \quad u = \epsilon_f \cos \theta,$$

ϵ_f är filmens dielektricitetsfunktion, θ är infallsvinkeln och d är filmens tjocklek. Vi betraktar området nära resonansfrekvensen och gör approximationerna $\epsilon_{f1} = (\partial \epsilon_{f1} / \partial \omega) (\omega - \omega_p)$ och $\epsilon_{f2} = \text{konst.}$

Antager vi nu också en tunn film, $d \ll \lambda$, och stora θ så att $u \ll s$, så kan uttrycket för T_p förenklas betydligt. Man kan visa att slutresultatet blir

$$T_p = \frac{4(\omega - \omega_p)^2 + \gamma_d^2}{4(\omega - \omega_p)^2 + \gamma_t^2}$$

där $\gamma_d = 2\epsilon_{f2} / (\partial \epsilon_{f1} / \partial \omega)$ är den inre dämpningen och $\gamma_t = \gamma_d + \gamma_r$, där γ_r är strålningsdämpningen. T_p kan omskrivas som

$$T_p = 1 - \frac{\gamma_t^2 - \gamma_d^2}{4(\omega - \omega_p)^2 + \gamma_t^2}$$

Vi ser att T_p uppvisar ett minimum vid plasmafrekvensen ω_p .

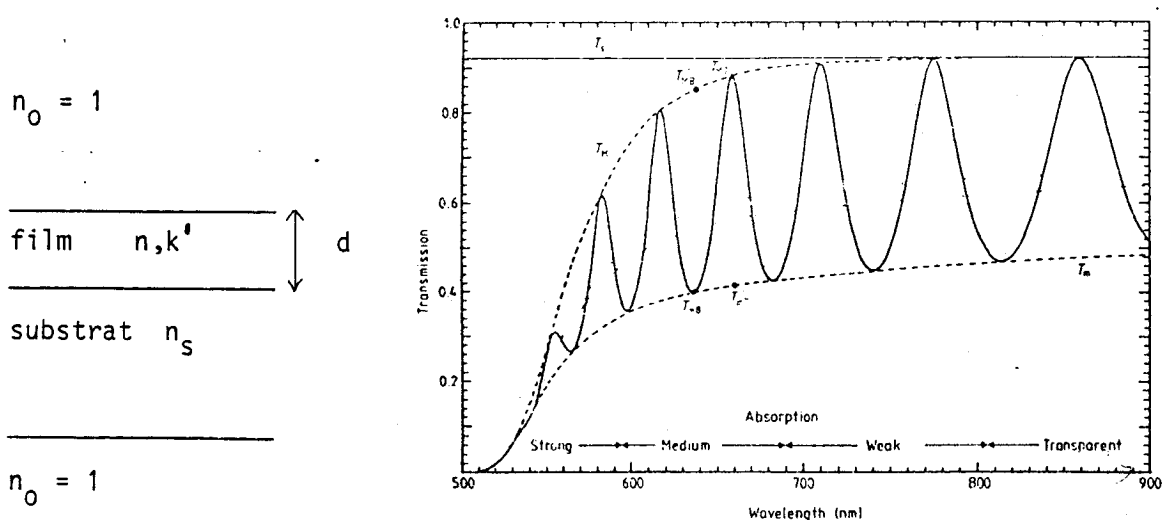
3.6 Bestämning av optiska konstanter ur transmissionsmätningar

- a) Transmittansen genom en icke-absorberande platta betecknas T_s . Man kan visa att brytningsindex för plattans material kan erhållas direkt ur en transmissionsmätning genom att använda relationen

$$n_s = \frac{1}{T_s} + \left(\frac{1}{T_s^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (7)$$

Ett villkor är att plattan är så tjock att interferens kan försummas. Härled ekv. 7 genom att addera intensiteterna hos strålar som undergått olika många multipelreflektioner i plattans gränssytor! Ekvationen är speciellt användbar för att bestämma brytningsindex hos substrat som skall användas för filmdeponering.

- b) För en film med brytningsindex $n + ik'$ på ett substrat med brytningsindex n_s kan både filmtjocklek och brytningsindex bestämmas ur transmittansens frekvensberoende.



Figur 11a. Beteckningar för film på substrat. Figur 11b. Exempel på transmittanskurva med interferensfransar.

I en tunn film erhålles interferens med interferensfransar då

$$\begin{aligned}
 2nd = m \cdot \lambda & \quad m = 1, 2, 3 \dots\dots T \text{ max} & (1) \\
 m = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2} \dots\dots & T \text{ min} \\
 \text{då } n > n_o, n_s &
 \end{aligned}$$

Ur två på varandra följande maxima (eller två minima) vid våglängderna λ_1 och λ_2 där brytningsindex är n_1 respektive n_2 kan tjockleken d beräknas enligt:

$$d = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{2(\lambda_1 n_2 - \lambda_2 n_1)} \quad (2)$$

Då $k' \neq 0$ men liten kan brytningsindex erhållas ur en transmittansmätning genom den s.k. enveloppmetoden.

$$\begin{aligned}
 n &= [N + (N^2 - n_s^2)^{1/2}]^{1/2} \\
 \text{där } N &= 2n_s \frac{T_M - T_m}{T_M T_m} + \frac{n_s^2 + 1}{2} & (3)
 \end{aligned}$$

och T_M , T_m är värden på de två envelopperna till transmittanskurvan, se figur 11.

Absorptionskoefficienten $\alpha = 4\pi k'/\lambda$ kan också i princip erhållas ur ett transmissionspektrum sådant som i fig. 11. (Se Swanepoel, 1983). Osäkerheten i bestämningen blir dock mycket stor för svagt absorberande filmer med litet k' . I sådana fall behövs mycket tjocka skikt för att få tillräckligt stor noggrannhet. Vi kommer därför att försumma inverkan av k' i denna laboration.

Beräkna först n ur ekv. (3), och de uppmätta värdena på T_M och T_m . Nu kan d direkt erhållas ur interferensfransarna enligt ekv. (2). Om endast några få interferensfransar är synliga kan det vara bättre att använda ekv. (1) för att bestämma tjockleken.

4. UPPGIFTER

4.1 Instuderingsuppgifter

Följande uppgifter skall göras som förberedelse till laborationen. Avsikten är att detta skall underlätta utvärderingen av experimenten.

4.1.1 Dielektricitetskonstanten

Maxwells ekvationer ger vågekvationen för elektromagnetiska vågor i ett omagnetiskt material ($\mu = \mu_0$):

$$\mu_0 \frac{\partial^2 D}{\partial t^2} = \nabla^2 E, \quad \text{där } D = \epsilon E.$$

För lösningar av formen $E \sim e^{-i\omega t} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ ger detta dispersionsrelationen :

$$\epsilon(\omega, \mathbf{k}) \epsilon_0 \mu_0 \omega^2 = k^2 \quad \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0} = c_0^2$$

c_0 = ljushastigheten i vakuum

Dielektricitetskonstanten $\epsilon(\omega, \mathbf{k})$ ger information om lösningarnas beskaffenhet.

- a) Vad innebär det att $\epsilon > 0$?
- b) " " " " $\epsilon < 0$?
- c) " " " " $\epsilon = 0$?
- d) " " " " ϵ är komplex ?
- e) Då man behandlar optiska egenskaper hos fasta ämnen skrivs oftast $\epsilon(\omega)$, dvs vågvektorberoendet verkar vara försummat. Egentligen avses här $\epsilon(\omega, 0)$. Motivera att $k = 0$ kan vara en rimlig approximation.

4.1.2 Optiska egenskapers relation till ϵ

Betrakta dielektricitetsfunktionens real- och imaginärdel för en Lorentzoscillator, fig. 7. En topp i ϵ_2 förknippas med absorption. Den leder till en "dubbelsväng" i ϵ_1 på grund av Kramers-Kronig relationerna. Vad blir reflektansen hos ett material med detta ϵ ?

- a) Skissera frekvensberoendet för realdelen, n , och imaginärdelen, k' , av brytningsindex hos ett material med ϵ enligt figuren.
- b) Skissera frekvensberoendet hos reflektansen vid vinkelrätt infall mot en yta av materialet. Klassificera områdena I, II, III och IV med avseende på reflektans, transmittans och absorption.

Obs! Beräkningar av n , k' och R behöver ej göras. Skissera endast kvalitativt frekvensberoendet hos de sökta storheterna.

4.1.3 Tänk igenom hur de experimentella uppgifterna skall lösas. Ge förslag på lämpliga filmtjocklekar och vilka egenskaper substraten bör ha för de olika försöken. Föreslå en arbetsfördelning inom gruppen.

4.2 Experimentella uppgifter

Det är inte ett krav att alla nedan föreslagna uppgifter skall utföras. Urval och omfattning bör anpassas till antalet deltagare i varje laborationsgrupp. Några uppgifter ur var och en av de tre huvudgrupperna metaller, isolatorer och halvledare bör dock vara med. Urvalet görs i samråd med handledaren.

4.2.1. Tillverkning av prover. Här måste filmtjocklek och substrat väljas så att mätningarna i 4.2.2 kan ge önskat resultat.

- a) Tillverka filmer av silver.
- b) Samma uppgift som i a) men med guld.

4.2.2 Optiska mätningar.

Metaller.

- a) Studera frielektronegenskaper och interbandövergångar i silver och guld. Vilka mätningar behöver göras?
- b) Studera plasmaresonansen i Ag. Välj lämpliga infallsvinklar och polarisation.
- c) Mät upp reflektansen hos en ädelmetall, aluminium och en övergångsmetall. Vad beror skillnaderna mellan de olika spektra på?

Halvledare.

- a) Studera en starkt dopad halvledare i så stort frekvensområde som möjligt. Identifiera metalliknande och halvledaregenskaper. Vad kan denna ytbeläggning användas till praktiskt?
- b) Studera det indirekta bandgapet i germanium samt bestäm bandgapet i några halvledare.
- c) Mät upp tvåfononabsorption i germanium och ev. kisel.
- d) Bestäm brytningsindex för några halvledare.

Isolatorer.

- a) Bestäm brytningsindex för safir och en tunn film av amorf aluminiumoxid. Bestäm tjockleken hos filmen. Kan man säga något om bandgapet?
- b) Studera fononabsorption i kiseldioxid.

4.2.3 Tillbehör vid labplatsen

- a) Vid spektrofotometrarna

Provhållare.

Polarisatorer.

Reflektanstillats.

Referensspegel av aluminium med skyddsskikt.

Särtryck av artiklarna i referenslistan; avsnitt 5.

Tabell över optiska konstanter hos silver och guld.

Följande prover:

Några ogenomskinliga metallfilmer.

Tenn-dopad indiumoxid på glas.

Kisel.

Germanium.

Indiumantimonid.

Safirplatta.

Aluminiumoxid på glas.

Kiseldioxid på aluminium.

b) Vid förångningsanläggningen

Glassubstrat.

Kvartssubstrat.

Förångningskällor och material

5. REFERENSER

I. Hamberg and C.G. Granqvist (1986), Evaporated Sn-doped In_2O_3 films: Basic optical properties and applications to energy-efficient windows. J. Appl. Phys. 60 R123-R159.

A. Lehmann, L. Schumann and K. Hübner (1983, 1984). Optical Phonons in Amorphous Silicon Oxides. Phys. Stat. Sol. (b) 117 689-698; 121 505-511.

H.P. Myers (1983) Physical Optics. Kompendium utgivet vid fysiska institutionen, CTH.

H.P. Myers (1990) Introductory Solid State Physics. Taylor and Francis, London.

P.O. Nilsson, I. Lindau and S.B.M. Hagström (1970). Optical plasma resonance absorption in thin films of silver and some silver alloys. Phys. Rev. B, 1, 498-505.

W. Steinmann (1968) Optical plasma resonances in solids. Phys. Stat. Sol. 28, 437-462.

R. Swanepoel (1983) Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon. J. Phys. E: Sci. Instrum. 16, 1214-1222.

R. A. Smith (1978) Semiconductors (2nd Ed.). Cambridge University Press, Cambridge.

F. Wooten (1972) Optical properties of solids. Academic Press, London.