

Polariserat Ljus 2018

Laborationsinstruktioner
Våglära och optik FAF30

Lärandemål

Syftet med laborationen är att få en utökad förståelse för ljusets transversella vågegenskap, som t.ex. möjligheten att polarisera ljus. Du kommer att studera ett antal viktiga koncept rörande polarisation samt hur polariserat ljus kan skapas och hur olika polarisationer kan åstadkommas.

Laborationen kopplar framförallt till följande lärandemål i kursplanen:

Syfte

Syftet med kursen är att utveckla studentens problemlösningsförmåga och modelltänkande samt introducera studenten till experimentellt arbete inklusive användning av datorstöd för att grafiskt representera och analysera data. Kursen behandlar vågor och vågors rörelse i tid och rum med tonvikt på elektromagnetisk strålning i det optiska området. Elektromagnetiska vågor och deras utbredning är ett centralt begrepp inom dagens teknologi, men också för den kvantmekaniska beskrivningen av mikrokosmos. Kursen ger en grund för att förstå och utveckla både tekniken omkring oss och den moderna fysiken.

Mål

Kunskap och förståelse

För godkänd kurs skall studenten

- kunna de grundläggande fysikaliska principerna för vågutbredning,
- få ett abstrakt modelltänkande i form av matematiska modeller, analogier och bilder relaterar till experiment och den fysikaliska verkligheten,
- kunna analysera problemställningar samt utföra och tolka beräkningar inom ämnesområdet.

Färdighet och förmåga

För godkänd kurs skall studenten

- ha tillägnat sig förmåga att genomföra laborationer och använda datorer som hjälpmedel, särskilt för beräkningar, analys och simulering,
- ha tillägnat sig grundläggande färdighet i skriftlig framställning av observationer och beräkningar samt ha ökad förmåga att diskutera fysikaliska problem med kollegor,
- kunna angripa problemställningar på ett strukturerat sätt.

Värderingsförmåga och förhållningssätt

För godkänd kurs skall studenten

- visa insikt i den naturvetenskapliga metoden och fysikens möjligheter och begränsningar,
- kunna värdera utfall av olika experimentella metoder,
- visa förmåga att identifiera sitt behov av ytterligare kunskaper även inom andra områden.

Introduktion

Ljusets polarisation är riktningen på det elektriska fältet i förhållande till utbredningsriktningen. Under denna laboration kommer du att arbeta med ett antal viktiga koncept rörande polarisation. Först kommer du att studera olika optiska komponenter som skapar och ändrar ljusets polarisationstillstånd. Vi skapar linjärpolariserat ljus med hjälp av *filter*, som bygger på principen om selektiv absorption (dikroism). Linjärpolariserat ljus kan ändras till att vara i ett godtyckligt tillstånd med hjälp av en vågplatta, som bygger på principen om dubbelbrytning i ett anisotropiskt medium. Du kommer att mäta transmissionen av det polariserade ljuset genom en platta vid Brewstervinkeln. Under laborationen kommer du även att använda en modern gitterspektrometer utrustad med ett reflektionsgitter och en CCD-kamera.

Genom att mäta de olika optiska egenskaperna med bra spektral upplösning kan du bestämma våglängdsberoendet hos brytningsindex, med andra ord *dispersionen* i materialet. Detta fenomen förklarar till exempel regnbågens vackra färger eller de som bryts från en diamantring.

Beskrivning och tillverkning av polariserat ljus diskuteras mer djupgående i kapitel 15 i kursboken *Introduction to Optics*. Spridning behandlas i kapitel 15.4 och 25.2 och diffraktionsgitter nämns i kapitel 11.6. ***OBS!:* Det är viktigt att du läser appendix 1 and 2 i laborationshandledningen innan du gör förberedelseuppgifterna.**

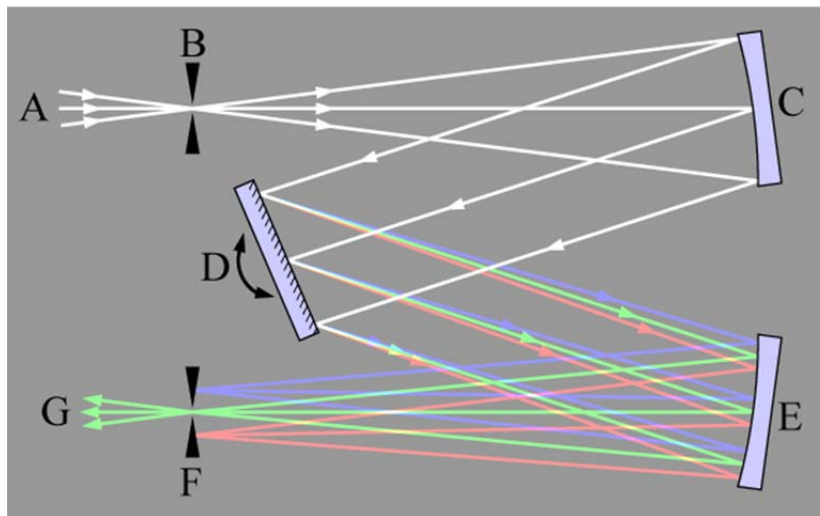
Förberedelseuppgifter

1. Vilket polarisationstillstånd beskrivs av följande uttryck för det elektriska fältet?
 - a) $\vec{E} = E_0 \cdot (\vec{e}_x \cdot \sin(kz - \omega t) + \vec{e}_y \cdot \cos(kz - \omega t))$
 - b) $\vec{E} = E_0 \cdot (\vec{e}_x \cdot \sin(kz - \omega t) - \vec{e}_y \cdot \cos(kz - \omega t))$
 - c) $\vec{E} = 5 \cdot \vec{e}_x \cdot \sin(kz - \omega t + \pi/2) + 3 \cdot \vec{e}_y \cdot \sin(kz - \omega t)$
 - d) $\vec{E} = E_0 \cdot (\vec{e}_x \cdot \sin(kz - \omega t + \pi/3) + \vec{e}_y \cdot \sin(kz - \omega t))$
2. Den transmitterade intensiteten hos linjärt ljus genom en perfekt linjärpolarisator ges av Malus lag. Formulera denna lag.
3. Vad innebär det att ett material är dubbelbrytande?
4. Vad händer om opolariserat ljus passerar en dubbelbrytande kristall vinkelrätt mot den optiska axeln?
5. Vad innebär optisk aktivitet?
6. Vitt ljus infaller mot ett plant reflektionsgitter (300 ritsar/mm) med vinkeln 15° mot gitternormalen. Vid vilken vinkel syns 550 nm ljus i första spektrala ordningen? Och för 650 nm?
7. En transversell magnetisk mod infaller mot en glasskiva ($n=1.53$) med vinkeln θ . Vid vilken vinkel försvinner reflektionen?
8. (Uppgift 15.4 i kursboken) Hur tjock behöver en Mica-halvvågsplatta vara för ljus vid våglängden 633 nm (ordinära och extraordinära brytningsindex är 1,599 respektive 1,594).

Praktisk del

1. Spektrometern

Den optiska uppställningen hos spektrometern, från Acton Research Corporation, visas i Figur 1. I vår uppställning har utgångsspalten tagits bort för att kunna studera spektrat direkt genom en lens. Spektrometern och CCD-kameran kontrolleras med hjälp av mjukvaran WinSpec, som beskrivs kortfattat i Appendix 4. Varje registrerat spektrum sparas som 1024 binära nummer, handledaren kommer att gå igenom hur sprktrrometern fungerar och hur ni sparar och hanterar data.



Figur 1. Czerny-Turner spektrometern SpectraPro 300i. Vitt ljus från A färdas genom ingångsspalten B (för att åstadkomma en punktkälla). Därefter kollimeras ljuset av den krökta spegeln C och reflekteras mot gittret D där de spektrala komponenterna sprids för att sedan fokuseras av spegel E på spalten F.

2 Dubbelbrytning - vågplatta

- Under resten av laborationen kommer du att använda en vitljuslampa. Börja med att mäta spektrat för ljuskällan och notera skillnaden mellan ett linjespektrum från en lågtrycksspektrallampa och det kontinuerliga svartkroppsspektrat från en uppvärmd tråd.
- Placera och linjera noggrant längs en linje: vitljuslampan, två korsade polarisatorer med en kristallhållare mellan dessa samt spektrometern enligt Figur A2-2.

2.1 Kvalitativa undersökningar

- Använd 3 kvartskristaller med olika tjocklekar som är klivna så att den optiska axeln är parallell med ytorna vilket gör att ljuset infaller vinkelrätt mot den optiska axeln. Placera kristallerna en i taget mellan de korsade polarisatorerna och observera spektrat med blotta ögat. Roter en av kristallerna och kontrollera att det finns olika riktningar som släcker ut ljuset.
- Registrera spektrat med var och en av kristallerna med hjälp av CCD-kameran. Jämför kvalitativt med teorin i Appendix 2, särskilt för ekvation A2.2.

2.2 Bestäm $\Delta n = n_e - n_o$ vinkelrätt mot optiska axeln i kvarts

Använd spektrat som du mätte med den tjocka kristallen. Enligt Appendix 2 (Eq. A2.2) har spektrat maximal intensitet då fasskillnaden är $\delta = (2m+1)\cdot\pi$, dvs. då

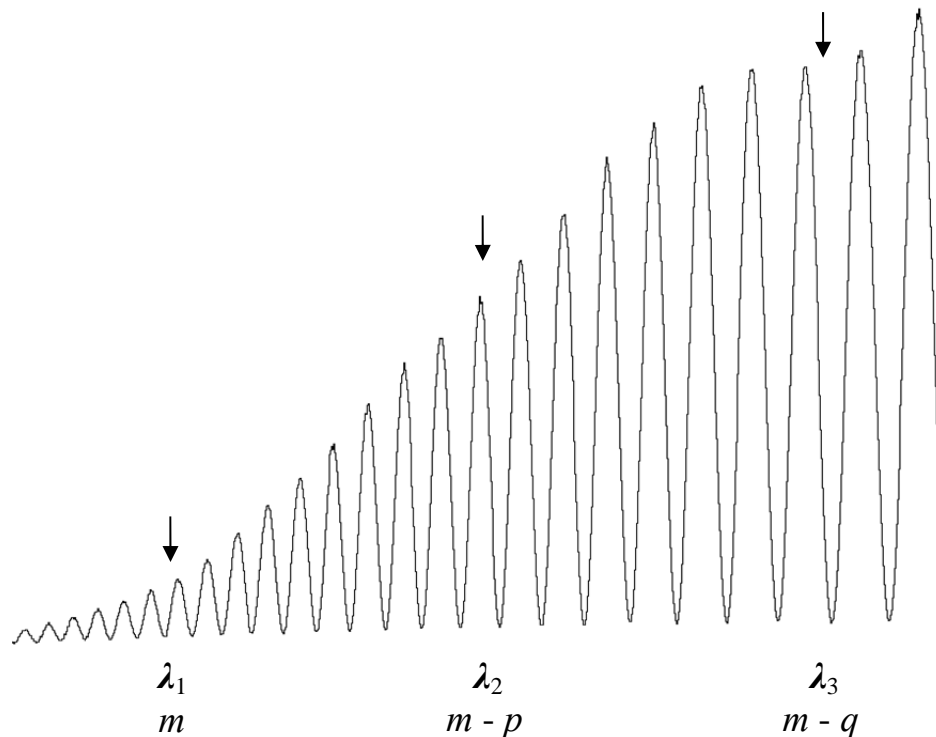
$$d \cdot \Delta n(\lambda) = (2m + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}. \quad (1)$$

Eftersom skillnaden i brytningsindex Δn i princip är konstant från ett maximum till nästa vet vi att **m måste minska** med 1 för varje nytt maximum då vi rör oss mot **längre våglängder**. För att beräkna brytningsindex som en funktion av våglängden med så hög noggrannhet som möjligt kan vi använda en *Sellmeier ekvation* med empiriskt bestämda parametrar. Detta diskuteras i kapitel 5.5 i kursboken. I denna laboration räcker i stället en lite enklare formel, Cauchys formel:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}. \quad (2)$$

Konstanterna A och B skiljer sig en aning för de ordinära och extraordinära strålarna, vilket gör att $\Delta n = n_e - n_o$ också kan beskrivas med en liknande ekvation. Om ekvation 1 och 2 kombineras kan $\Delta n(\lambda)$ för kvarts beräknas från det observerade spektrat i en riktning vinkelrät mot optiska axeln.

Välj tre av de observerade maxima med heltalsskillnaderna p och q , se Figur 3. Använd MATLAB för att bestämma våglängderna ($\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$) för dina maxima.



Figur 3. Vid våglängderna λ_2 and λ_3 har värdet på m minskats med p respektive q relativt toppen vid λ_1 . I figuren är $p = 9$ and $q = 16$.

Från de tre erhållna våglängderna fås följande ekvationssystem:

$$\begin{cases} d \cdot \left(A + \frac{B}{\lambda_1^2}\right) = (2m + 1) \frac{\lambda_1}{2} \\ d \cdot \left(A + \frac{B}{\lambda_2^2}\right) = (2(m - p) + 1) \frac{\lambda_2}{2} \\ d \cdot \left(A + \frac{B}{\lambda_3^2}\right) = (2(m - q) + 1) \frac{\lambda_3}{2} \end{cases}$$

Med hjälp av dessa kan du bestämma m samt konstanterna A och B i Cauchys formel för skillnaden Δn .

Rita ett diagram för Δn som funktion av våglängden.

3 Optisk aktivitet

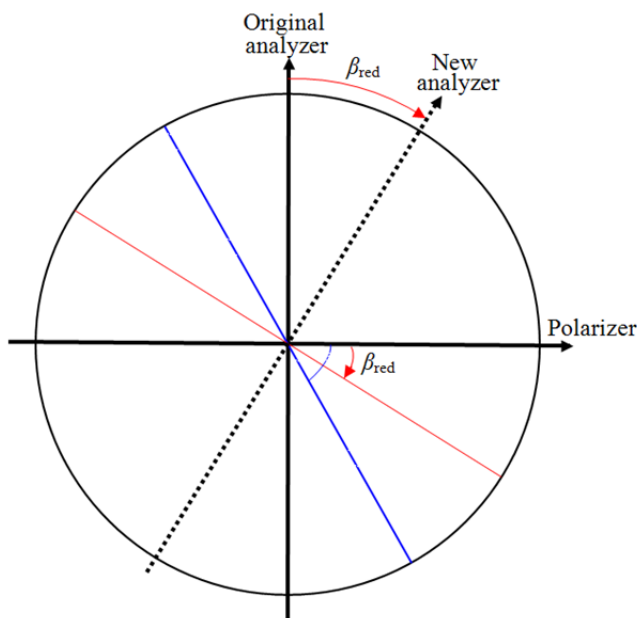
Använd en ny kvartskristall som är kluven så att ljuset färdas längs den optiska axeln. Eftersom kvarts är optiskt aktivt kommer ljus som färdas längs den optiska axeln att transmitteras som två cirkulärt polariserade vågor med något skilda brytningsindex, n_R och n_L , se Figur A2-1a.

3.1 Kvalitativa undersökningar

- Placera kristallen mellan korsade polarisatorer, enligt Figur A2-5. Titta på det transmitterade ljuset med hjälp av en bit papper.
- Vad händer om du roterar kristallen? Jämför med tidigare experiment.
- Rotera den sista polarisatorn (analysatorn). Vad händer? Jämför med vad ekvation A2.3 förutsäger.
- Titta genom spektrometern och försäkra dig att du kan släcka ut valfri färg genom att rotera analysatorn. Vilken färg syns på pappret då given färg släcks ut?

3.2 Bestäm om en kvartskristall är *dextero-* eller *levo-rotatory*.

Titta genom spektrometern och rotera analysatorn. Observera om absorptionslinjen (svart linje) rör sig mot den röda eller blå delen av spektrat då analysatorn roteras medurs. Kombinera denna observation med faktumet att rotationsvinkeln bör vara större för blått än för rött ljus (Eq. A2.4) för att bestämma om kristallen är *dextero-* eller *levo-rotatory*. Upprepa för en kristall av motsatt sort.



Figur 4. Rotation av rött och blått ljus med en *dextero-rotatory* kristall. Analysatorn blockerar rött ljus i den nya

positionen.

4. Reflektans

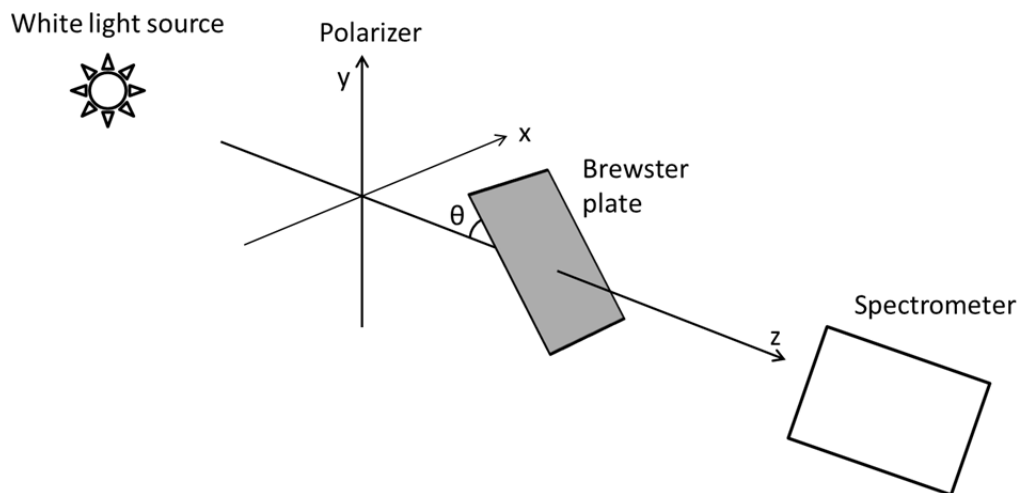
Under denna del av laborationen studeras hur reflektansen varierar som en funktion av vinkeln för olika polarisationer. För detta behöver du en vitljuskälla, en polarisator och en glasplatta på en roterande plattform.

4.1 Kvalitativa undersökningar

Belys glasskivan med vitt, vertikalpolariserat ljus och observera hur reflektionen ändras då du roterar glasskivan. Vrid polarisationen och upprepa experimentet. Vad händer?

4.2 Bestäm glasskivans reflektans

Vrid polarisatorn vertikalt och mät spektrumet utan glasskivan, sätt sedan tillbaka skivan och spara spektrat var femte grad för grader mellan 10 och 90 grader (gör mätningen i steg om en grad då du är nära Brewstervinkeln).



Figur 5. Uppställning för att undersöka reflektans.

Upprepa experimentet med polarisatorn inställd för horisontalpolariserat ljus.

Välj en våglängd i spektrometerprogrammet och bestäm, för varje vinkel, kvoten mellan signalen med respektive utan glasskivan.

Bestäm Brewstervinkeln för ett antal olika våglängder. Bestäm Cauchy-parametern för glas.

Hints

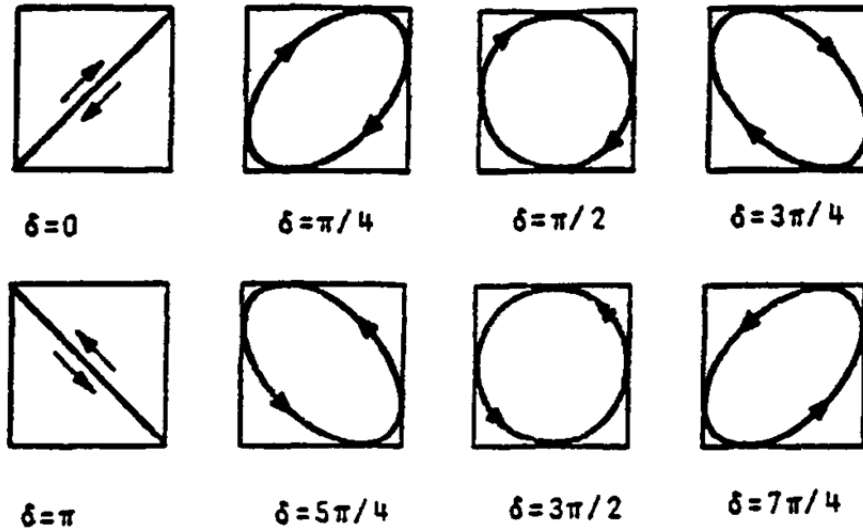
- Du kan använda en annan polarisator för att ändra det vita ljusets intensitet.
- Använd lång exponeringstid (1s).
- Tag många mätningar vid intensitetsmätningen för att få ett noggrannare medelvärde.

Appendix 1: Beskrivning av polariserat ljus

I kapitel 14 i kursboken *Introduction to Optics*, beskrivs polariserat ljus med hjälp av Jones vektorer. Här kommer vi istället förenkla beskrivningen något med hjälp av två ortogonala oscillationer med fasskillnaden δ . Det elektriska fältet hos en polariserad våg som rör sig längs z-axeln kan då skrivas som:

$$\vec{E}(x, y, z, t) = E_{0x} \cdot \vec{e}_x \cdot \sin(kz - \omega t + \delta) + E_{0y} \cdot \vec{e}_y \cdot \sin(kz - \omega t). \quad (\text{A1.1})$$

Ljuset är i allmänhet elliptiskt polariserat, se Figur A1-1 för specialfallet då $E_{0x} = E_{0y}$.



Figur A1-1. Polarisationstillstånd för olika relativa faser δ då $E_{0x} = E_{0y}$.

När de två komponenterna har den relativa fasen $\delta = m \cdot \pi$, sägs ljuset vara linjärpolariserat. Ett annat särskilt fall uppkommer då $\delta = (2m + 1) \cdot \pi/2$ och $E_{0x} = E_{0y}$, då är ljuset cirkulärpolariserat. En liknande figur finns på sida 336 i kursboken.

Det är viktigt att notera att linjärpolariserat ljus kan beskrivas som en superposition av två cirkulärt polariserade vågor. Vi använder beteckningen R (höger) och L (vänster) och får, ur Eq. A1.1, med $\delta = \pi/2$:

$$\begin{aligned} \vec{E}_L &= E_0 \cdot (\vec{e}_x \cos(kz - \omega t) + \vec{e}_y \sin(kz - \omega t)) \\ \vec{E}_R &= E_0 \cdot (-\vec{e}_x \cos(kz - \omega t) + \vec{e}_y \sin(kz - \omega t)) \end{aligned} \quad (\text{A1.2})$$

och att

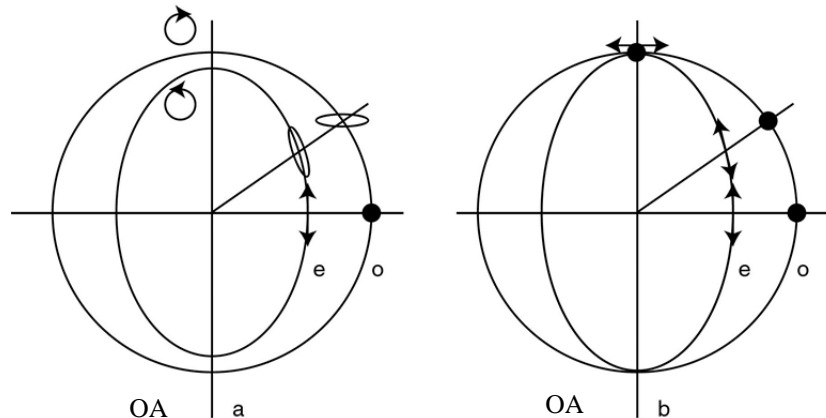
$$\vec{E} = \vec{E}_L + \vec{E}_R = 2E_0 \cdot \vec{e}_y \sin(kz - \omega t) \quad (\text{A1.3})$$

vilket beskriver en linjärpolariserad våg som oscillerar vinkelrätt mot y-axeln.

Appendix 2: Ljus i ett anisotropiskt medium.

2.1 Ljus förflyttar sig vinkelrätt mot den optiska axeln i uniaxiala kristaller. Vågplattor.

Ljus som infaller vinkelrätt mot en kvartsplattas optiska axel transmitteras som två ortogonalt polariserade linjära vågor inuti plattan, se Figur A2-1.



Figur A2-1. De ordinära och extraordinära vågfronterna i en positiv kristall ($n_e - n_o > 0$). Notera att skillnaden mellan fronterna är kraftigt överdriven. Polarisationstillståndet hos de transmitterade vågorna är angivna för några riktningar.

a) Optiskt aktiv. b) Ej optiskt aktiv.

De två vågorna förflyttar sig med olika hastighet på grund av olika brytningsindex. Efter att ha passerat en platta med tjockleken d har vågorna fasskillnaden

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot d \cdot \Delta n \quad (\text{A2.1})$$

λ_0 betecknar vakuumvåglängden. Plattan som används i denna uppställning kallas för *vågretdarderare/vågplatta*. Om det inkommande ljuset är linjärpolariserat kommer de två komponenterna ursprungligen att vara i fas för att sedan få fassförskjutningen δ vid slutet. En *vågretdarderare/vågplatta* omvandlar linjärpolariserat ljus till elliptiskt polariserat ljus. Det finns dock ett antal viktiga specialfall:

$\delta = 2m \cdot \pi$ Helvågsplatta. Ingen märkbar effekt på ljuset.

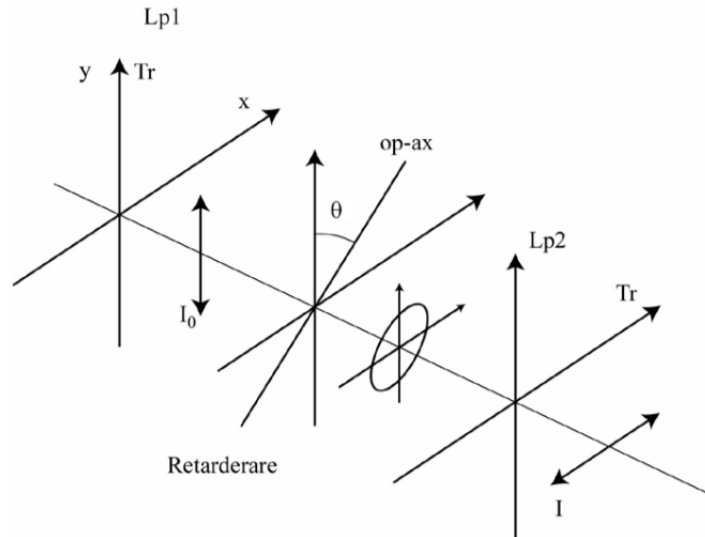
$\delta = (2m + 1) \cdot \pi$ Halvvågsplatta. Det utgående ljuset är fortfarande linjärt men oscillationsplanet har roterats.

$\delta = (2m + 1) \cdot \pi/2$ Kvartsvågsplatta. Om det inkommande ljuset oscillerar vid vinkeln 45° relativt den optiska axeln är det utgående ljuset polariserat.

I allmänhet kommer en vågplatta placerad mellan två korsade polarisatorer göra så att en del av ljuset kommer att släppas igenom. Detta gäller ej för våglängder då vågplattan agerar som en helvågsplatta. Ni kommer att se det här under laborationen.

Du kommer även att använda en kvantitativ mätning av den transmitterade intensiteten som en funktion av våglängden för att bestämma hur δ och, ur Eq. A2.1, Δn beror på λ .

Experimentuppställningen visas i Figur A2-2.



Figur A2-2. Uppställningen för att undersöka en vågplatta.

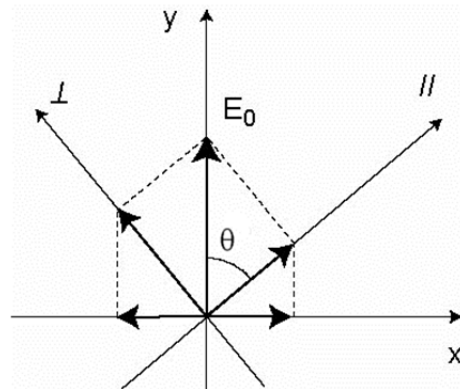
Vi ska nu undersöka hur intensiteten (I) efter den andra polarisatorn beror på intensiteten I_0 före plattan, vinkeln θ och den inducerade fasskillnaden δ (Figur A2-2).

Den enklaste representationen av det vertikalt polariserade ljuset efter den första polarisatorn är:

$$\vec{E} = E_0 \cdot \vec{e}_y \cdot \sin(kz - \omega t).$$

Eftersom den här beskrivningen gör det besvärligt att hantera vågplattans axel väljer vi i stället att beskriva det vertikalt polariserade ljuset som en kombination av parallellt ($\vec{e}_{||}$) och vinkelrätt ljus (\vec{e}_{\perp}) i förhållande till optiska axeln, se Figur A2-3:

$$\vec{E} = E_0 \cos(\theta) \cdot \vec{e}_{||} \cdot \sin(kz - \omega t) + E_0 \sin(\theta) \cdot \vec{e}_{\perp} \cdot \sin(kz - \omega t)$$



Figur A2-3.

Vågplattan introducerar en fasskillnad, δ , mellan dessa två komponenter. Den observerbara vågen vid slutet på plattan kan då beskrivas genom

$$\vec{E} = E_0 \cos(\theta) \cdot \vec{e}_{||} \cdot \sin(kz - \omega t + \delta) + E_0 \sin(\theta) \cdot \vec{e}_{\perp} \cdot \sin(kz - \omega t).$$

Endast projektionen av dessa fält på den andra polarisatorns transmissionsaxel kommer att bidra till den slutliga intensiteten. Enligt Figur A2-3 blir fältet efter analysatorn:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_0 \cos(\theta) \cdot \cos(90 - \theta) \cdot \vec{e}_x \cdot \sin(kz - \omega t + \delta) - \\ &E_0 \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) \cdot \vec{e}_x \cdot \sin(kz - \omega t) = \\ &\frac{1}{2} E_0 \sin(2\theta) \cdot \vec{e}_x \cdot (\sin(kz - \omega t + \delta) - \sin(kz - \omega t)) = \\ &E_0 \sin(2\theta) \cdot \vec{e}_x \cdot \cos(kz - \omega t + \delta/2) \cdot \sin(\delta/2) \end{aligned}$$

Fältet får följande ljusintensitet:

$$I \propto \langle \bar{E}^2 \rangle = E_0^2 \cdot \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2(\delta/2) \cdot \langle \cos^2(kz - \omega t + \delta/2) \rangle = \frac{1}{2} E_0^2 \cdot \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2(\delta/2)$$

Med $I_0 \propto \frac{1}{2} E_0^2$ blir det slutliga resultatet

$$I = I_0 \cdot \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2(\delta/2) \quad (\text{A2.2})$$

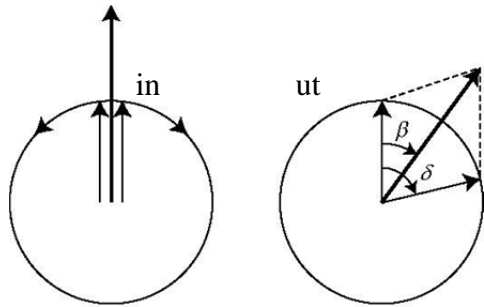
Några konsekvenser:

1. Om $\theta = 0$ eller 90° , dvs. om det infallande ljuset är parallellt med eller vinkelrätt mot den optiska axeln blir den slutliga intensiteten noll.
2. Maximal intensitet fås vid $\theta = 45^\circ$.
3. Om $\delta = 2m \cdot \pi$, dvs. om vi har en halv vågsplatta, är intensiteten noll
4. Om $\delta = (2m + 1) \cdot \pi$, dvs. om vi har en halv vågsplatta, fås maximal intensitet.

2.2 Optisk aktivitet. Ljus som färdas parallellt med den optiska axeln.

Linjärpolariserat ljus som infaller mot ett optiskt aktivt medium parallellt med den optiska axeln transmitteras som en vänster- och högercirkulärpolariserad våg (Figur A2-1a). De två vågorna rör sig med olik hastighet på grund av de olika brytningsindexen n_L and n_R . Detta leder till att vågorna, efter att ha passerat en platta med tjocklek d , får en fasskillnad δ som ges av Eq. A2.1.

Det observerbara ljuset efter plattan är superpositionen av två cirkulära vågor, uppbyggda om



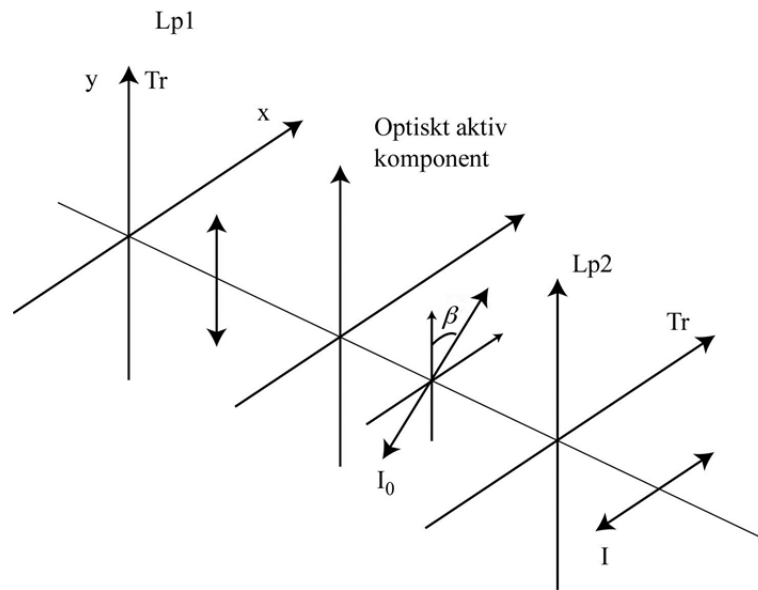
Det synliga ljuset efter plattan byggs upp av två cirkulärpolariserade vågor, vilket ger en linjärpolariserad våg. På grund av fasskillnaden δ som uppstår, roteras polarisationen med vinkeln β , enligt Figur A2-4.

$$\beta = \delta/2 = \frac{\pi}{\lambda_0} \cdot d \cdot \Delta n \quad (\text{A2.3})$$

Figur A2-4. Rotation av polarisationsplanet i ett optiskt aktivt medium.

Om vibrationsplanet roteras till höger då man tittar mot ljuset sägs kristallen vara dextero-rotatory (se figuren ovan). Om vibrationsplanet i stället roteras till vänster är kristallen levo-rotatory.

Om en optiskt aktiv kristall placeras mellan två korsade polarisatorer kommer det mesta av ljuset att passera. Det kan däremot hända att någon färg släcks ut om analysatorn är vinkelrät mot det nya oscillationsplanet. Figur A2-5 visar uppställningen för linjärpolariserat vitt ljus som passerar ett optiskt aktivt medium och ytterligare en polarisator, vinkelrät mot den första, innan ljuset sänds till en spektrometer.



Figur A2-5. Uppställning för att undersöka optisk aktivitet.

Låt $I_0(\lambda)$ vara den våglängdsberoende intensiteten efter att ha passerat ett optiskt aktivt medium, där varje våglängd genomgått en rotation med vinkeln $\beta(\lambda)$. Infallsvinkeln på analysatorns transmissionsaxel blir därför $\pi/2 - \beta(\lambda)$. Intensiteten efter den andra polarisatorn blir, enligt Malus lag, följande:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda) \cos^2(\pi/2 - \beta(\lambda)) = I_0(\lambda) \sin^2(\beta(\lambda))$$

Eq. A2.3 visar att rotationsvinkeln är direkt proportionell mot kristallens tjocklek, d .

En mängd som är beroende av tjockleken kallas för den *specifika rotationen* eller *rotationsstyrkan*

$\rho = \beta / d$. ρ visar ett starkt våglängdsberoende både explicit i A2.3 och implicit genom våglängdsberoendet hos Δn . Vid det gula natriumljuset är $\lambda = 589 \text{ nm}$ och ρ för kvarts är $21.7^\circ/\text{mm}$. Den specifika rotationens våglängdsberoende kan förenklas till en enkel och användbar formel enligt

$$\rho = a + \frac{b}{\lambda^2} \tag{A2.4}$$

a och b är experimentellt bestämda konstanter.

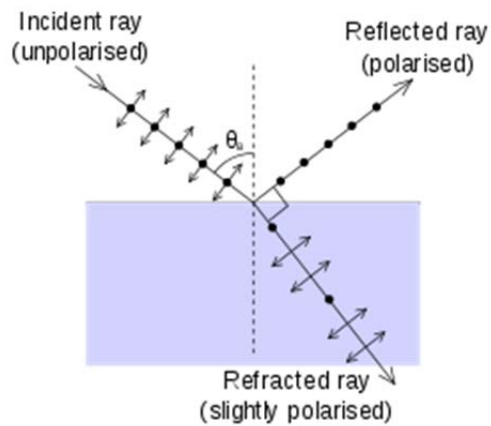
Optisk aktivitet i lösningar

I ett fast medium beror de anisotropiska egenskaperna vanligtvis på det regelbundna mönstret som uppgörs av dess molekyler. Vissa molekyler visar däremot även ett anisotropiskt beteende i lösningar. Ett klassiskt exempel är en lösning med vatten och socker, vilket ger en optiskt aktiv lösning och roterar polarisationsplanet för linjärpolariserat ljus.

Rotationsstyrkan, ρ , hos lösningar bestäms av rotationsvinkeln för en given våglängd efter att ha passerat en 10 cm lång behållare med en lösning vars koncentration är 1 g/ml. För socker-vattenlösningen är värdena: $\rho = 109.69^\circ$ vid $\lambda = 467,8 \text{ nm}$ och $\rho = 56.51^\circ$ vid $\lambda = 636,2 \text{ nm}$.

Appendix 3: Brewstervinkeln

Vi kommer nu studera vad som händer med polariserat ljus som infaller mot en platta med brytningsindex n_2 . Inuti materialet oscillerar elektronerna längs polarisationsaxeln, se Figur A3-1. Eftersom ingen strålning kan avges längs dipolriktningen kommer reflektionen att försvinna då den reflekterade och brutna strålen är vinkelräta.



Figur A3-1. Polarisationen för ursprungligen opolariserat ljus som infaller mot ett medium vid Brewstervinkeln. (source:wikipedia)

För att uppskatta Brewstervinkeln måste vi lösa följande ekvationssystem:

$$n_1 \sin(\theta_p) = n_2 \sin(\theta_r)$$

och

$$\theta_r = 90 - \theta_p$$

Vilket ger:

$$\theta_p = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right)$$

Appendix 4: Kort manual till programmet WinSpec

Mer information finns att hitta på:

<http://kurslab-atom.fysik.lth.se/Lars/sp300/Bruksanv/top.html>

Välj gitter och centrumvåglängd på CCD:n



Menu: **Spectrograph/Move**. Tab: *Gratings*

Välj mellan 300 eller 2400 ritsar/mm gitter och ange önskad våglängd.

Tryck *OK* så byts och/eller förflyttas gittret.

Väl att titta på spektrum eller att mäta med CCD:n



Menu: **Spectrograph/Move**. Tab: *Ports*

Välj Front till CCD:n eller Side för att se spektrat genom exit-porten.

Utöver detta måste du välja "operation mode" hos slutaren, placerad i ingångsspaltsmonteringen.

Menu: **Acquisition/Experimental Setup**. Tab: *Timing Box: Shutter Control*.

Välj Normal för en "CCD exposure" eller Disabled Opened för att titta på spektrat med blotta ögat.

Slutartid



Menu: **Acquisition/Experimental Setup**. Tab: *Main*

CCD-mätning

En mätning innebär två slutare; en bakgrundsinspelning, med stängd slutare, och en med öppen slutare för angiven slutartid. Programmet kommer att subtrahera bakgrunden automatiskt. Om du inte ändrar slutartiden behöver du inte spara bakgrunden på nytt.



Meny **Acquisition/Acquire Background**



Meny **Acquisition/Acquire**

Spara spektrat som en fil

Meny **File/Save As**. Subtraherad bakgrundsdata (kanalnummer, intensitet) är sparad i binär form som en fil med filändelsen .spe.
