

Akusto Optisk Modulator

Rene Czepluch*, Laurits N. Stokholm† og Rasmus Klitgaard‡

24. maj 2017

Resumé

This paper vero eos et accusamus et iusto odio dignissimos ducimus qui blanditiis praesentium voluptatum deleniti atque corrupti quos dolores et quas molestias excepturi sint occaecati cupiditate non provident, similique sunt in culpa qui officia deserunt mollitia animi, id est laborum et dolorum fuga. Et harum quidem rerum facilis est et expedita distinctio. Nam libero tempore, cum soluta nobis est eligendi optio cumque nihil impedit quo minus id quod maxime placeat facere possimus, omnis voluptas assumenda est, omnis dolor repellendus. Temporibus autem quibusdam et aut officiis debitis aut rerum necessitatibus saepe eveniet ut et voluptates repudiandae sint et molestiae non recusandae. Itaque earum rerum hic tenetur a sapiente delectus, ut aut reiciendis voluptatibus maiores alias consequatur aut perferendis doloribus asperiores repellat.

1 Introduktion

Denne rapport er skrevet i foråret d. 24. maj 2017, som et afsluttende eksamensprojekt i kurset *Bølger og Optik*. Det undersøger en akusto-optisk modulator (AOM) og har til formål at bestemme hvilken krystal der bruges i den anvendte AOM. Til dette deles forsøget op i hovedsagligt to dele. Første del redegør for diffraktionsvinklen udfra målte afstande mellem nulteorden- og førsteordenspletten, samt afstand fra AOM og skærm. Ud fra målingerne vil lydens hastighed i krystallen bestemmes.

Dernæst undersøges power output af lyd samt dens effekt på intensiteten af lysstrålerne ved første og anden plet.

I anden del vil samme lydhastighed bestemmes, men denne gang ved at bruge en switch. Der vil være en responstid fra at switchen tænder/slukker lyden, hvorfor der også er en tid før effekten ses. Denne effekt er afhængig af laserens bredde, hvorfor begrebet *waist* introduceres..

Til sidst vil usikkerhederne bag de to forsøgsdele diskuteres.

2 Teori

Diffraktion af lysbølge

Når en bølge af lys eller lyd propagerer igennem snævre åbninger på størrelse med bølgelængden, vil bølgen spredes i mønstre bestemt ud fra bølgeegenskaber som destruktiv og konstruktiv interferens. Dette bølgefænomen kaldes diffraktion, og er grundlæggende for denne rapport. Ved

Akusto-Optisk Modulator

En akusto-optisk modulator, består af en Piezo Elektrisk Transducer (PZT), en gennemsigtig krystal og en akustisk absorber. Fra PZT'en genereres mekaniske vibrationer som propagerer longitudinelt op gennem krystallen som en lydbølge. Derfor vil der i krystallen være en tidsafhængig tæthedsfunktion (fra trykbølgen), og som konsekvens et moduleret brydningsindeks givet ved,

$$n(x, t) = n_0 + \Delta n \cos(k_s x - \omega t). \quad (1)$$

Resultatet af en lydbølge i et transparent medie er denne tæthedsfunktion, hvor n_0 er den uforstyrret brydningsindekset, ω er vinkelfrekvensen, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$

er bølgetallet for lydbølgen og Δn er variationen af amplituden i det brydningsindekset, genereret af lydbølgen.

Det er denne rejssende variation i krystallets tæthed, som skal fungere som diffraktionsgitter for den indkommende laser. Sidstnævnte absorberer har til formål at absorbere størstedelen af lydbølgen, så der ikke vil reflekteres energi tilbage i krystallen.

Den genererede brydningsindeks giver anledning til et diffraktionsgitter som rejser med lydens hastighed i krystallet som medie. Lys som propagerer igennem det transparente materiale vil diffraktere grundet denne genererede brydningsindeks. Derfor forventes et diffraktionsmønster såfremt man stiller en skærm i en vis afstand fra AOM'en.

Her gælder de konventionelle formler for konstruktiv interferens ved vinkler

$$d \sin \theta_m = m\lambda, \quad (2)$$

$$f_n = f_0 \pm n f_s, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (3)$$

hvor f_0 er den upåvirkede frekvens, f_s er lydens frekvens og n er den valgte orden.

Regimer

Når lys diffrakteres af en lydbølge med en enkelt frekvens, vil der være to diffraktionstyper. Raman-Nath og Bragg Diffraktion.

Raman-Nath diffraktion observeres ved lave lyd-frekvenser (omkring 10 MHz og smal bredde for den akusto-optiske interaktioner (bredden af krystallen). Denne type sker for vilkårlige indfaldsvinkler.

Bragg diffraktion vil modsat være ved høj lydfrekvens (omkring 100 MHz). For Bragg diffraktion vil der primært være to diffraktions maksima, nulte og første orden.

For at skelne de to regimer bruges betingelsesværdien $Q \gg 1$ og $Q \ll 1$ respektivt for hhv. Bragg og Raman-Nath. Her er Q Klein-Cook parameteren givet ved

$$Q = \frac{2\pi\lambda L f^2}{n v^2} = \frac{2\pi\lambda L}{n \lambda_s^2} \quad (4)$$

I forsøget vil det primært bruges første orden $n = 1$, hvorfor Bragg-regimet er ønsket, da der her er mindst effekt-tab i laserstrålen. Bragg-diffraktion præger dog forsøget med sine betingelser for en specifik vidde af frekvenser, og dermed også lydens hastighed.

$$\theta_{sep} = 2\theta_B = \frac{\lambda f_s}{v_s}. \quad (5)$$

Effektivitet

I forsøget vil forholdet mellem lydbølgernes amplitude og laserens intensitet undersøges. Der gælder at intensiteten for $n = 1$ er

$$I_1 = I_0 \sin^2(\sqrt{\eta}) \quad (6)$$

hvor $\eta = \frac{\pi^2}{4} \frac{P}{P_0}$, og $P_0 = \frac{\lambda^2}{2n_2} \frac{H}{L}$. Her er P effekten af laserstrålen, og desuden introduceres n_2 nu som den akusto-optiske koefficient. Den sidste brøk er ren geometrisk, hvor H er højden af lydbølgen, og L er den førnævnte interaktions længde (krystallens længde).

Når det plotts, forventes et peak ved en bestemt $P = P_0$.

Hastighed for switch af lys

Så længe lydbølgen opretholdes af PZT'en, vil der være diffraktion. Vil man måle hastigheden for at tænde / slukke for lyset, kan man slukke for PZT'en. Lydens tøven har den virkning, at det vil tage noget tid for sidste lydbølge at passere target, og denne tid må være proportional med lydenshastighed samt targets størrelse.

$$T_R \propto \frac{A}{v_s} \quad (7)$$

Fra geometrisk optik vil lys fokuseres til et punkt ved at propagerere gennem en konkav linse. Dette punkt kaldes fokuspunktet. Der vil nu bruges en anden model, som beskriver dette punkt som en minimal afstand, og ikke et samlepunkt. Den minimale afstand kaldes for strålens *waist*.

Gaussisk Stråle

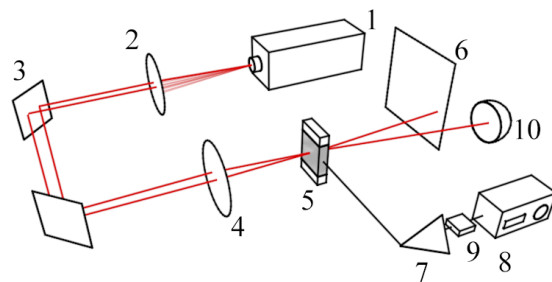
I forsøget bruges til en god approksimation en monokromatisk laserstråle. Den kan tilnærme sig en Gaussisk stråle, da dens transversale magnetiske- og elektriske felt bølges amplitude kan beskrives ved en Gauss funktion. Den fundamentale transversale gaussiske tilstand (TEM_{00}) beskriver

De elektriske og magnetiske feltbølgers amplitude profiler er bestemt af en parameter, den førhen nævnte *waist*, w_0 .

Gaussisk stråle

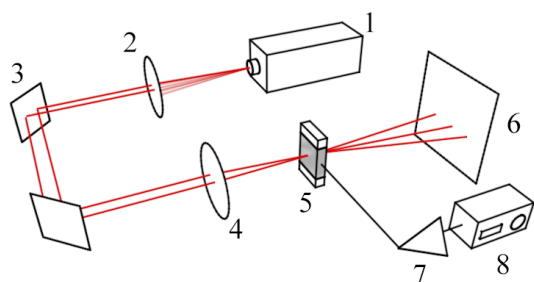
3 Eksperimentel Opstilling

Delforsøg 1 og 2 har identisk opstilling på følgende punkter: En laser kilde pkt. 1 på figur 1 og afsnit 3 udsender en laser stråle på $\lambda \sim 900$ nm. Herefter rammer laseren en linse, pkt. 2, der har til formål at danne en kollimeret laser stråle. Hvorefter strålens føres over i AOM'en pkt. 5, via 2 spejle pkt 3. og en linse pkt. 4, der fokuserer laser strålen i AOM'ens indgang.



Delforsøg 1

I dette forsøg, er AOM'en forbundet til en frekvens-generator og en forstærker på hhv. pkt. 8 og 7 på figur 1. Herefter bliver laser strålen diffraktions ordner, som rammer en skærm pkt. 6.



Figur 1: Opstilling til delforsøg 1.

Delforsøg 2

Til forskel fra delforsøg 1, placeres en switch pkt. 9, i mellem frekvens generatoren og forstærkeren på afsnit 3. Skærmen pkt 6. Er brugt til at afskærme den ene stråle, hvorefter den anden stråle opsamles på en fotodetektor i pkt. 10. I praksis, er føleren på fotodetektoren meget lille, så der anvendes en linse til at fokusere beamen på detektoren. Ud over det, anvendes der også et oscilloscop til at logge spændingen.