

a) $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-i\omega t}$; Förskyun. $n(\omega) =$

Bewegelseslikningen för elektronen:

$$m\ddot{\vec{r}} + m\gamma\dot{\vec{r}} + k\vec{r} = e\vec{E} \quad (1)$$

Velger spesiell løsning $\vec{r} = \vec{r}_0 e^{-i\omega t}$
som innsett i (1) gir

$$\vec{r} = \frac{e\vec{E}}{-m\omega^2 - i\omega\gamma + k} = \frac{e}{m} \frac{\vec{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma} \quad (2); \quad \omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$$

Elektrisk dipolmoment pr. volumenehet

$$\vec{P} = N \cdot e \cdot \vec{r}$$

Innsetting av $\vec{r}$ fra (2) gir

$$\vec{P} = \frac{Ne^2}{m} \frac{\vec{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}$$

$\vec{D} \parallel \vec{E}$ og vi har

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

$$\Rightarrow \epsilon = \frac{\epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}}{\epsilon_0 \vec{E}} = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\omega\gamma}$$

$$\epsilon = 1 + \omega_p^2 \frac{1}{[(\omega_0^2 - \omega^2) - i\omega\gamma] [(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma]}$$

$$\Rightarrow \epsilon = 1 + \omega_p^2 \frac{(\omega_0^2 - \omega^2) + i\omega\gamma}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2}$$

Med $\epsilon = \epsilon_1 + i\epsilon_2$ får vi

(2)

$$\epsilon_1 = 1 + \frac{\omega_p^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad \text{q. ed}$$

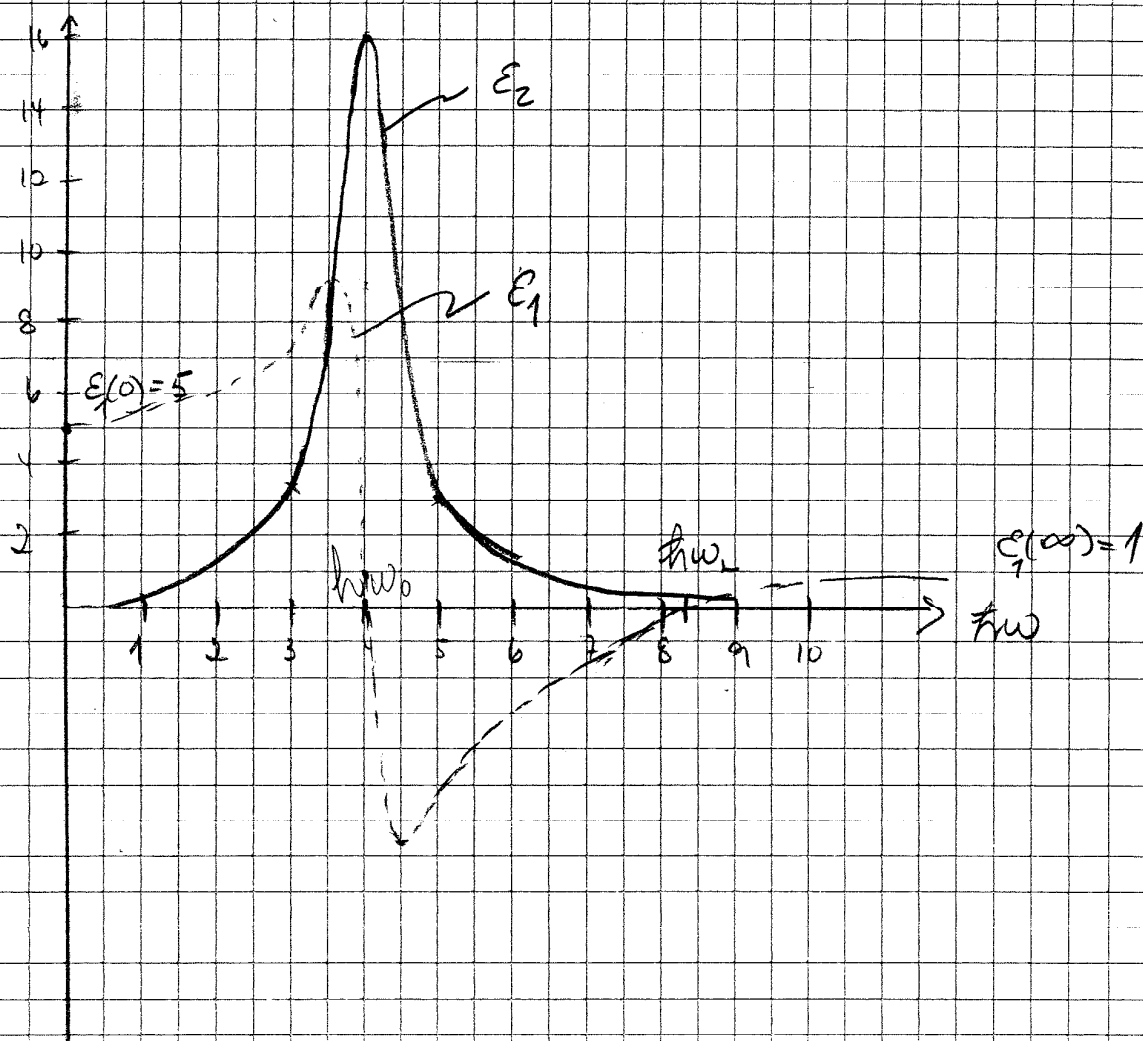
$$\epsilon_2 = \frac{\omega_p^2 \gamma \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$$

$$\text{med } \omega_0 = \sqrt{\frac{E}{m}} \quad \text{og} \quad \omega_p = \sqrt{\frac{N e^2}{m \epsilon_0}}$$

$$\text{Med } E_0 = 4,0 \text{ eV} ; E_p = 8,0 \text{ eV} \quad \text{og} \quad E_g = 1,0 \text{ eV}$$

$$\epsilon_1 = 1 + \frac{8^2 (4^2 - \omega^2)}{(4^2 - \omega^2)^2 + \omega^2}$$

$$\epsilon_2 = \frac{8^2 \omega}{(4^2 - \omega^2)^2 + \omega^2}$$



(3)

b) For $\omega_0 - \gamma < \omega < \omega_0 + \gamma$ $\Leftrightarrow 3\epsilon V < \hbar\omega < 5\epsilon V$
 er materialet hovedsagelig absorberende
 $\epsilon_2 \propto$ absorptionskoefficienten er stor i dette område.

For $\omega_0 + \gamma < \omega < \omega_L$ er ϵ_2 lille mens ϵ_1
 er negativ $\Rightarrow$ Hovedsagelig imaginær
 brydningsindeks, n lille og $\hbar$ stor
 $\Rightarrow$ Høj refleksion (Fresnels formler) og materialet
 er hovedsagelig reflekterende.

For $\omega < \omega_0 - \gamma$ og $\omega > \omega_L$ er ϵ_2 lille, mens
 ϵ_1 er positiv $\Rightarrow \hbar$ lille mens n har høj
 eller lav værdi. Materialet er hovedsagelig
 transparent.

c) Fri-elektron-modellen samme som i
 pkt. a) med $\omega_0 = 0$

$$\Rightarrow \epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2}$$

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

Med $\gamma = 0$ blir $\epsilon_2 = 0$

$$\text{og } \epsilon_1 = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$$

For $\omega < \omega_p$ er $\epsilon_1 < 0$

$$\epsilon_1 = n^2 - \hbar^2 \quad \text{og} \quad \epsilon_2 = 2n\hbar = 0$$

$\Rightarrow n = 0 \quad \hbar \neq 0 \Rightarrow$ Brydningsindeksen er
 rent imaginær.

Reflektivitet ved normalt innfall:

$$r = \frac{n_0 - n_T}{n_0 + n_T}$$

Her er $n_0 = 1$ $n_T = i\omega\epsilon$

$$\Rightarrow \text{Refleksjonen } R = r \cdot r^* = \frac{(1 - i\omega\epsilon)}{(1 + i\omega\epsilon)} \cdot \frac{(1 + i\omega\epsilon)}{(1 - i\omega\epsilon)}$$

$$\Rightarrow \underline{R=1} \quad \text{for } \omega < \omega_p$$

ω_p = plasmafrekvensen, frekvensen der det oppstår kollektive elektroniske oscillasjoner av elektronmassen og materialet ser ut fra reflekterende til trans-
 Observerte spektrum for aluminium: mi Hverende,

Aluminium har en overgang til å bli transparent som forutsagt i Drudemodellen. Skillet er rundt 1,5 eV interbandovergang ved parallele bånd. Forstykker mellom eksperimentelle data og Drude teori skyldes interband-
 overganger.

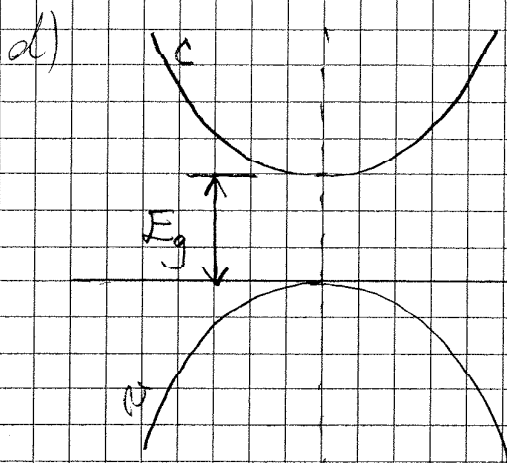
Gull

Reduksjonen i refleksiviteten for $\lambda < 600 \text{ nm}$ skyldes interbandoverganger $\Rightarrow$ Energiforskjellen mellom d-bånd og Fermi nivå:

$$\underline{E(\text{eV})} = \frac{hc}{\lambda \cdot e} = \frac{1240}{\lambda \cdot e} \approx \underline{2,3 \text{ eV}} \quad \text{for } \lambda = 550 \text{ nm}$$

Fra spekteret ser vi at refleksjonen er lav for grønt og blått lys $\Rightarrow$ Reflektert lys dominert av gult og rødt lys $\Rightarrow$ Gull har gulaktig farge.

(5)



Energibåndene er givet af:

$$E_v = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_v}$$

$$E_c = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_c}$$

Energiforskellen ved en optisk overgang:

$$E_c - E_v = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r}$$

$$\text{den } \frac{1}{m_r} = \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_v}$$

Vi har: $\epsilon_2(\omega) = \frac{2\pi e^2}{m^2 \epsilon_0 \omega^2} \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} |M|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega)$

Med $M \approx \text{konstant}$ $E_f = E_c$ og $E_i = E_v$ får vi

$$\epsilon_2 = \frac{2\pi e^2}{m^2 \epsilon_0 \omega^2} \cdot \frac{|M|^2}{(2\pi)^3} \int d^3 k \delta(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} - \hbar\omega)$$

Joint density of states (definition)

$$\begin{aligned} \text{JDS} &= \int d^3 k \delta(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} - \hbar\omega) \\ &= \int 4\pi k^2 dk \delta(E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} - \hbar\omega) \end{aligned}$$

Fra $\int g(x) \delta(f(x)) dx = \frac{g(x_0)}{\left| \frac{df}{dx} \right|_{x_0}}$ der $f(x_0) = 0$ får vi

$$\text{JDS} \propto \frac{k_0^2}{k_0} \quad \text{der } \hbar k_0 = \sqrt{2m_r (\hbar\omega - E_g)}$$

$$\Rightarrow \underline{\text{JDS} \propto \sqrt{\hbar\omega - E_g}} \quad \text{g.f.d.}$$

Dette giver: $\epsilon_2 = \text{konst.} \cdot \omega^2 \cdot \text{JDS}$

$$\underline{\epsilon_2 \propto \omega^2 \sqrt{\hbar\omega - E_g}} \quad \text{for } \hbar\omega > E_g$$

$$\underline{\epsilon_2 = 0 \text{ for } \hbar\omega < E_g}$$

da energien er for lille til at eksitere elektron-hull-par i båndstrukturen

Oppgave 2

6

a) Jones vektor: Beskriver polarisasjons tilstanden og amplitude for fullstendig polarisert EM bølge

Stokes vektor: Beskriver en generell polarisasjonstilstand, også delvis polariserte bølger

Jones matrise: Beskriver transformasjonen av en Jones vektor gjennom en optisk komponent.

Mueller matrise: Beskriver transformasjonen av en Stokes vektor gjennom en optisk komponent. Gjelder generelt selv om en ikke kan definere en Jones matrise for komponenten.

$$\vec{T} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\delta} \end{bmatrix}$$

Når faseforbiteren dannes vinkelen α med x-aksen:

$$\vec{T}_\alpha = \vec{R}(\alpha) \vec{T} \vec{R}(-\alpha)$$

$$\vec{T}_\alpha = \begin{bmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{-i\delta} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{bmatrix}$$

$$\vec{T}_\alpha = \begin{bmatrix} \cos^2\alpha + e^{-i\delta}\sin^2\alpha & \sin\alpha\cos\alpha(e^{-i\delta}-1) \\ \sin\alpha\cos\alpha(e^{-i\delta}-1) & \sin^2\alpha + e^{-i\delta}\cos^2\alpha \end{bmatrix}$$

b) For $\alpha = 45^\circ$ og $\delta = \pi/2$ får vi

$$T = \begin{bmatrix} \frac{1}{2} - i\frac{1}{2} & -\frac{1}{2}(1+i) \\ \frac{1}{2}(1+i) & \frac{1}{2}(1-i) \end{bmatrix}$$

Transmittet lys:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} E_{x0} \\ E_{y0} \end{bmatrix} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} (1-i) & -(1+i) \\ -(1+i) & (1-i) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix} \\ &= \frac{E_x}{2} \begin{bmatrix} (1-i) \\ -(1+i) \end{bmatrix} = \frac{E_x}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} e^{-i\pi/4} \\ e^{-i3\pi/4} \end{bmatrix} = \frac{E_x}{\sqrt{2}} e^{-i\pi/4} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-i\pi/2} \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Skaler vektoren, idet vi setter $E_x = 1$ og ignorerer faseleddet $e^{-i\pi/4}$, som vil forsvinne i regningen, får vi

$$\underline{\underline{S_0}} = \langle E_x^2(t) \rangle + \langle E_y^2(t) \rangle = \frac{1}{2} [1 + 1] = 1$$

$$\underline{\underline{S_1}} = \langle E_x^2(t) \rangle - \langle E_y^2(t) \rangle = \frac{1}{2} [1 - 1] = \underline{\underline{0}}$$

$$\underline{\underline{S_2}} = 2 \langle E_x \cdot E_y \cos(\delta_y - \delta_x) \rangle = 2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cos(-\pi/2) = \underline{\underline{0}}$$

$$\underline{\underline{S_3}} = 2 \langle E_x \cdot E_y \sin(\delta_y - \delta_x) \rangle = 2 \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \sin(-\pi/2) = \underline{\underline{-1}}$$

Polarisasjonsgraden

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} = 1 \quad \text{som forventet,}$$

Da $S_3 = -1$ er lyset venstrehåndet sirkulærpolarisert.

c) Systemet er et båndpassfilter (Fabry-Pérot) (8)
 Transmissionsmaksima gitt av:

$$\frac{2\pi d}{\lambda} \cdot n = m\pi \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

$$d = \frac{\lambda_0}{2 \cdot n} \quad \text{der } \lambda_0 = 500 \text{ nm} = \text{designbølglengden}$$

$$\Rightarrow \lambda = \frac{2\pi d \cdot n}{m\pi} = \frac{\lambda_0}{m}$$

Transmissionsmaksima for $\lambda = \lambda_0, \frac{\lambda_0}{2}, \frac{\lambda_0}{3}, \dots$

$$\text{For } \lambda = \lambda_0 \text{ er } \delta = \pi \Rightarrow T = 1$$

Reflektaasbelegget består av 4 lag $\frac{1}{4}$ -belegg

Transformasjonen for en av $\frac{1}{4}$ filmene

$$M = \begin{bmatrix} 0 & -\frac{i}{n} \\ -in & 0 \end{bmatrix}$$

$$M_2 = \begin{pmatrix} 0 & -\frac{i}{n_+} \\ -in_+ & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & -\frac{i}{n_-} \\ -in_- & 0 \end{pmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} \left(-\frac{n_-}{n_+}\right) & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_+}{n_-}\right) \end{bmatrix}$$

$$M_{2N} = \begin{bmatrix} \left(-\frac{n_-}{n_+}\right)^N & 0 \\ 0 & \left(-\frac{n_+}{n_-}\right)^N \end{bmatrix}$$

Reflektiviteten er gitt ved (sett $n_+ = 1$ for luft)

$$r = \frac{n_- \left(-\frac{n_-}{n_+}\right)^N - \left(\frac{n_+}{n_-}\right)^N}{n_- \left(-\frac{n_-}{n_+}\right)^N + \left(\frac{n_+}{n_-}\right)^N}$$

$$R = r^2$$

9

$$\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{mF}{\pi}$$

For $\lambda = 500\text{nm}$ $m=1$

$$\Rightarrow \Delta\lambda = \frac{\pi\lambda_0}{F} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{R}} (1-R) < 40\text{nm}$$

For $N=4$

$r = -0.9140$

$R = 0.8353$

$\Delta\lambda = 90\text{nm}$

For $N=5$

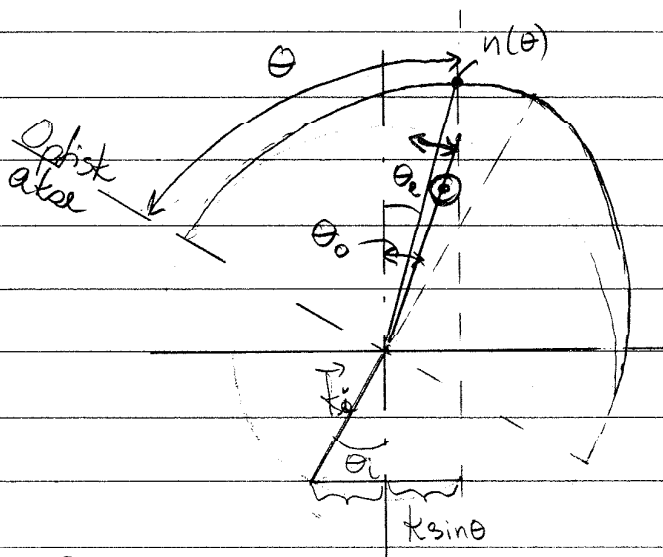
$r = -0.9625$

$R = 0.9263$

$\Delta\lambda = 40\text{nm}$

$\Rightarrow$ For å få en båndbredde $\Delta\lambda < 50\text{nm}$
må vi ha 5 dobbeltlag på hver side

d)



Fasen / k_n
overflata må
være kontinuerlig

$$\Rightarrow k_i \sin \theta_i = k_o \sin \theta$$

For den ordinære skålen:

$$k_i \sin \theta_i = k_o \sin \theta_o = k_i n_o \sin \theta_o$$

$$\sin \theta_o = \frac{\sin \theta_i}{n_o} = \frac{\sin 30^\circ}{1.544}$$

$$\Rightarrow \theta_o = 18.9^\circ$$

Polarisert $\perp$ innfallsplan

(10)

För ekstraordinær stråle må vi ta hensyn til at $n(\theta)$ varierer med θ og dermed θ_c

Bestemmer $n(\theta)$ og θ_c ved iterasjon:

$$\frac{1}{n^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2}$$

$$n(\theta) = \left(\frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \right)^{-1/2}$$

$$\theta_c = \theta_0 \Rightarrow \theta = 60^\circ + \theta_0 = 78,9^\circ$$

$$n(\theta) = 1,5536$$

$$\sin \theta_{c,1} = \frac{\sin \theta_c}{n(\theta)} \Rightarrow \theta_c = 18,77$$

$$\theta_c = \theta_{c,1} \Rightarrow \theta = 78,77^\circ$$

$$n(\theta) = 1,5527$$

$$\theta_{c,2} = 18,78$$

$\Rightarrow \underline{\theta_c = 18,8^\circ}$ for ekstraordinær bølge
(Polarisert $\parallel$ innfallsplanet $\perp k_e$)

I prinsippet vil strålen ha en litt annen vinkel en k_e da stråleretningen er $\perp$ tangenten til k_e -ellipsen. I realiteten for dette tilfellet vil forskjellen være svært liten da det er liten forskjell på n_o og n_e .

Oppgave 3

91

a) Mulige modus:

Transverselle modus: Ulte Gaussisk-Hermittiske modus (l, m)

For hver av de transverselle modene sett av longitudinelle modus q med frekvensgitt av:

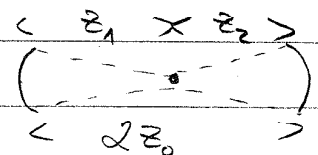
$$\nu_{l,m,q} = q\nu_F + (l+m+1) \frac{\Delta S}{\pi} \nu_F$$

der $\nu_F = \frac{c}{2d}$ der c = lyshastigheten i lasermediet
 d = lengden av kaviteten.
 $q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

$$\nu_F = \frac{3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s}}{2 \cdot 1 \text{ m}} = 0,15 \text{ GHz}$$

$$\Delta S = S(z_2) - S(z_1)$$

$$z_2 = z_0; \quad z_1 = -z_0$$



$$\Delta S = \arctan\left(\frac{z_2}{z_0}\right) - \arctan\left(\frac{z_1}{z_0}\right)$$

$$= \arctan(1) - \arctan(-1) = 2 \arctan(1)$$

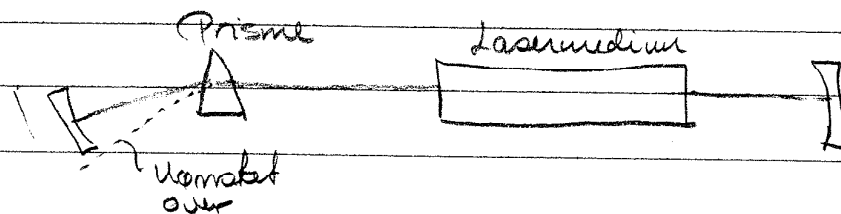
$$= \pi/2$$

$$\nu_{l,m,q} = q\nu_F + (l+m+1) \nu_F/2$$

skala	$(q-1)\nu_F$	$q\nu_F$	$(q+1)\nu_F$	$(q+2)\nu_F$	$(q+3)\nu_F$	$(q+4)\nu_F$	$(q+5)\nu_F$
$(0,0,q)$		$q-1\nu_F$	$q\nu_F$	$(q+1)\nu_F$	$(q+2)\nu_F$		
$(0,1,q)$		$(q-2)\nu_F$	$(q-1)\nu_F$	$q\nu_F$	$(q+1)\nu_F$	$(q+2)\nu_F$	
$(1,1,q)$		$(q-2)\nu_F$	$(q-1)\nu_F$	$q\nu_F$	$(q+1)\nu_F$	$(q+2)\nu_F$	

OSV

For å velge ut en atomer linje, må de atomer linjene ikke ligge for tett i energi, kan en benytte et prisme som skissert i figuren under



- b) **Homogen forbredning:** Forbredningsmekanismer som virker likt på alle laseratomene, alle atomer samme linjeform og frekvensrespons. Levetidsforbredning, kollisjonsforbredning, dipolforbredning og kemisk forbredning.
- Inhomogen forbredning:** Forbredningsmekanismer som virker ulikt på ulike laseratomer.
- Dopplerforbredning, forbredning pga. krysallinhomogenitet

For homogent forbredet medium

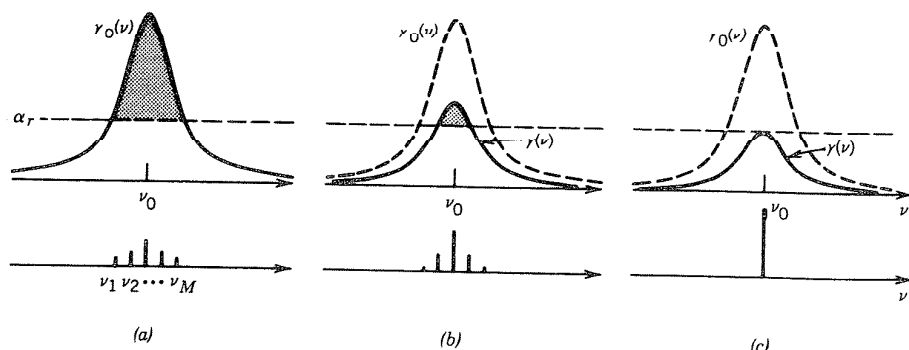


Figure 14.2-5 Growth of oscillation in an ideal homogeneously broadened medium. (a) Immediately following laser turn-on, all modal frequencies $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_M$, for which the gain coefficient exceeds the loss coefficient, begin to grow, with the central modes growing at the highest rate. (b) After a short time the gain saturates so that the central modes continue to grow while the peripheral modes, for which the loss has become greater than the gain, are attenuated and eventually vanish. (c) In the absence of spatial hole burning, only a single mode survives.

For inhomogent forbredet medium

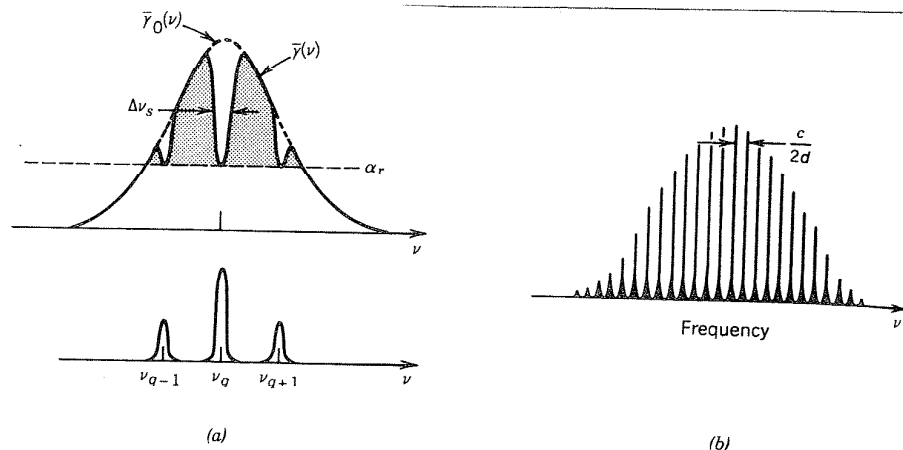


Figure 14.2-7 (a) Laser oscillation occurs in an inhomogeneously broadened medium by each mode independently burning a hole in the overall spectral gain profile. The gain provided by the medium to one mode does not influence the gain it provides to other modes. The central modes garner contributions from more atoms, and therefore carry more photons than do the peripheral modes. (b) Spectrum of a typical inhomogeneously broadened multimode gas laser.

- c) Sannsynligheten for absorpsjon av foton med energi $h\nu$ ved å eksitere elektron fra energinivå E_1 i valensbåndet til E_2 i ledningsbåndet er proporsjonal med

$$f_a = f_a(E_1) [1 - f_e(E_2)] \Leftrightarrow \begin{matrix} \text{Elektron i nivå } E_1 \\ \text{Nivå } E_2 \text{ tomt} \end{matrix}$$

Tilsvarende for emisjon av foton med energi $h\nu = E_2 - E_1$

$$f_e = f_e(E_2) [1 - f_v(E_1)]$$

Vise at $f_a > f_e$ ved likevekt $\Leftrightarrow E_F$ samme gjennom hele systemet.

$$f_a = \left[\exp \left[\frac{E_1 - E_F}{kT} \right] + 1 \right]^{-1} \left[1 - \exp \left[\frac{E_2 - E_F}{kT} \right] + 1 \right]^{-1}$$

Δ_1 Δ_2

$$f_a = \frac{1}{e^{\Delta_1} + 1} \left(1 - \frac{1}{e^{\Delta_2} + 1} \right)$$

$$f_e = \frac{1}{e^{\Delta_2} + 1} \left(1 - \frac{1}{e^{\Delta_1} + 1} \right)$$

$$f_a > f_e \Rightarrow$$

$$\frac{1}{e^{\Delta_1} + 1} - \left(\frac{1}{e^{\Delta_1} + 1} \right) \left(\frac{1}{e^{\Delta_2} + 1} \right) > \frac{1}{e^{\Delta_2} + 1} - \left(\frac{1}{e^{\Delta_2} + 1} \right) \left(\frac{1}{e^{\Delta_1} + 1} \right)$$

$$\frac{1}{e^{\Delta_1} + 1} > \frac{1}{e^{\Delta_2} + 1}$$

$$\Leftrightarrow e^{\Delta_1} + 1 < e^{\Delta_2} + 1 \Rightarrow \Delta_2 > \Delta_1 \quad (1)$$

$$\Rightarrow E_2 - E_F > E_1 - E_F \Rightarrow E_2 > E_1 \text{ som alltid g\u00f8lder}$$

$$\Rightarrow \underline{\text{I litewekt er \u00e5lltid } f_a > f_e}$$

I kvasi litewekt har vi $E_{fc} \neq E_{fv}$

$$\Rightarrow \Delta_1 = \frac{E_1 - E_{fv}}{kT} \quad \text{og} \quad \Delta_2 = \frac{E_2 - E_{fc}}{kT}$$

Fra (1) med $f_e > f_a$ f\u00e5r vi:

$$\Delta_1 > \Delta_2$$

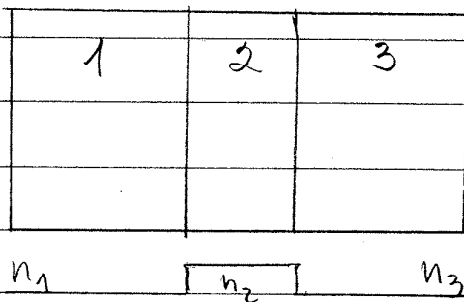
$$\Rightarrow E_1 - E_{fv} > E_2 - E_{fc}$$

$$\Leftrightarrow E_{fc} - E_{fv} > E_2 - E_1 = h\nu$$

I tillegg må $h\nu > E_g$ for å få absorpsjon og emisjon $\Rightarrow$ Forsterkningsbåndbredden er gitt av

$$\underline{E_g < h\nu < E_c - E_v} \quad \text{q.e.d.}$$

d)



Med $E_{g2} < E_{g1}, E_{g3}$
 $n_2 > n_1, n_3$

① For en gitt injeksjonsstrøm tetthet bli forsterkningen høyere fordi det aktive laget blir smalere enn for en ren p-n-overgang. Injiserde minoritetsbærere vil være "confined" til det aktive laget (lag 2 i figuren over) og hindres å diffundere til omkringliggende lag.

② Det aktive laget fungerer som en bølgeleder slik at lyset befinner seg hovedsakelig i dette området $\Rightarrow$ Økt forsterkning.

③ Mindre tap pga. at lag 1 og 3 har et stort båndgap til å absorbere fotonene i bølgelederen. $h\nu = E_{g2} < E_{g1}, E_{g3}$

Modene er som for en bølgeleder, laterale modener (som tilsvarende transverselle modener i andre laserkaviteter). Fordeling vist i figuren under. For hver laterale mode har vi sett av longitudinale modener med frekvens forstyrt ν gitt av lengden av laserkaviteten,

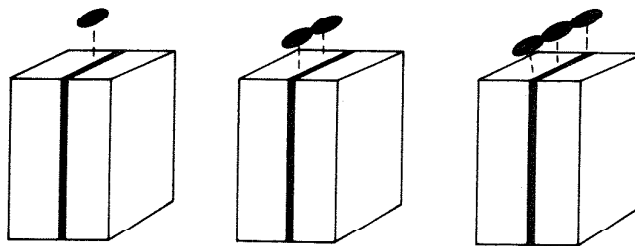
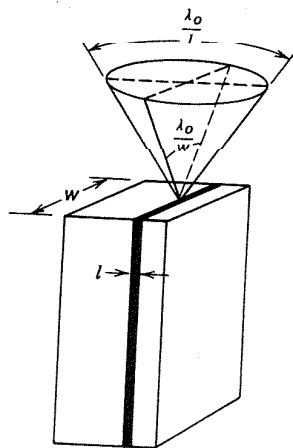


Figure 16.3-6 Schematic illustration of spatial distributions of the optical intensity for the laser waveguide modes $(l, m) = (1, 1), (1, 2),$ and $(1, 3)$.

Vinkelfordeling tilsvarende diffraksjon fra spalt med dimensjon $\lambda \times w$, se figur under $\Rightarrow \frac{\lambda_0}{2}$ i ene retningen og λ_0/w i andre retningen. Vinkelåpning stor sammenliknet med konvensjonelle lasere,



Angular distribution of the optical beam emitted from a laser diode.