

Diodelaserar

Ein diodelaser er bygt opp som ein dielektrisk bølgeleiare, med ein kjerne med høg brytningsindeks omslutta av ei kappe med lågare brytningsindeks, på same måten som ein optisk fiber. Ein diodelaser er ikkje lang, vanlegvis nokre hundre kjernediametrar, så ein kan sjå på kjernen som ein liten stav. Både kjernen og kappe er av halvleiarmateriale, og ein vil helst ha eit stoff som absorberer lys i kjernen og eit gjennomsiktig stoff i kappe. Ved å sende straum gjennom kjernen kan ein gjera kjernen lysforsterkande i staden for lysabsorberande. Ein kan altså sjå på laseren som ein bølgeleiare med forsterkande kjerne og gjennomsiktig kappe. Om vi f.eks ser på dei diodelaserane som står i CD-spelarar for musikk er både kjerne og kappe av materialet AlGaAs (aluminium-gallium-arsenid), med ulik relativ del av Al og Ga i kjerne og kappe. Samansetninga av kjernematerialet er slik at infraraudt lys med bølglengder rundt $0,78 \mu\text{m}$ blir forsterka i kjernen. Det står litt meir om diodelaseren i [1].

Figuren nedanfor, henta frå [2], visar ulike oppbygningar av diodelaserar. 'Staven' endar i halvleiaroverflata slik vi ser skissert i figuren, tydelegast for (d), (e) og (f). ('Staven' går ut av figuren, vinkelrett på papirplanet. Strukturen (a) manglar stav, men er den som er enklast å framstille, og er viktig av den grunn.) Endeflata verkar som ein halvgjennomsiktig spegel for lyset som går fram og tilbake langs staven og blir forsterka. Typisk reflektans for endeflata er 0,3, som ein får i overgangen mellom luft og ein halvleiar med brytningsindeks litt under 4.

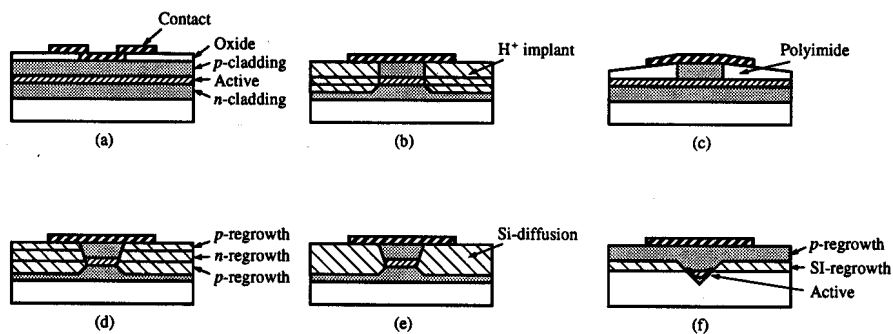


FIGURE 1.13 Lateral confinement structures for heterostructure lasers: (a) oxide-stripe provides current confinement; (b) proton-implant provides current confinement; (c) ridge structure provides current plus photon confinement; (d) etched mesa buried-heterostructure (BH) provides current, photon, and carrier confinement; (e) impurity-induced disordered BH provides current, photon, and carrier confinement; (f) channeled substrate BH provides current, photon, and carrier confinement.

Det aktive materialet i laserstaven har kompleks brytningsindeks $\bar{n} = n' + jn''$. Negativ n'' representerer absorpsjon, positiv n'' forsterkning. Når vi sender ein elektrisk straum I gjennom laseren vil n'' auke. Med liten laserstraum har vi netto absorpsjon, og med stor laserstraum har vi netto forsterking i det aktive materialet. Vi skriv E-feltet i bølgeleiaren som

$$\vec{E}(\mathbf{r}, t) = \vec{E}_0(x, y) \exp(j\omega t - \bar{\gamma}z),$$

der ω er vinkelfrekvensen til lyset, $\bar{\gamma}$ gangkoeffisienten i bølgeleiaren, og $\vec{E}_0(x, y)$ fasoren til modusfeltstyrken ved $z = 0$. Sidan bølgeleiaren har kompleks brytningsindeks, blir $\bar{\gamma}$ kompleks: $\bar{\gamma} = \alpha + j\beta$. Forsterkningskoeffisienten for feltet i bølgeleiaren er $g = -\alpha$. Vi skriv g som produktet av forsterkningskoeffisienten

$n''\omega/c$ til det aktive materialet og ein faktor Γ , $g = \Gamma n''\omega/c$. Alt vi treng å vita om modusfeltfordelinga $\bar{E}_0(x,y)$ er faktoren Γ , som representerer den brøkdelen av modusfeltet som er inni kjernen til bølgeleiaren og ser forsterkinga der. Γ er eit tal som alltid er mindre enn ein, fordi noko av modusfeltet strekker seg utanfor kjernen der det ikkje er forsterkning.

Den optiske effekten som går langs bølgeleiaren er:

$$P_{\pm}(z) = P_{\pm}(0) \exp(\pm 2gz) = P_{\pm}(0) \exp[\pm 2\Gamma n''(\omega/c)z]$$

Forsterkningskoeffisienten for optisk effekt er $2g$, sidan optisk effekt er proporsjonal med kvadratet av feltstyrken. Vi har bølger som går i begge retningar i laseren, representert ved indeks + og -.

Lyset i laseren blir forsterka med ein faktor $\exp(2gL)$ når det går langs ein laserstav med lengde L , og svekka ein faktor R ved refleksjon frå endespeglane. I ein laser i likevekt må svekking og forsterkning vera like store, slik at

$$g = \alpha_m \equiv \frac{\ln(1/R)}{2L} \quad \text{og} \quad P_+(0) = RP_+(L) = P_-(L) = RP_-(0).$$

Den minste straumen som gjev nok forsterkning til at ein kan balansere spegeltapet blir kalla terskelstraumen til laseren. Dersom laseren ikkje blir tilført nok straum, vil lyset i laseren tømme han for forsterkning og slokne. Over terskelen er det ei likevekt mellom den reduksjonen av forsterkinga som lyset i laseren står for og oppbygginga som straumen står for, slik at forsterkinga held seg lik terskelforsterkinga $2\alpha_m$.

Middeleffekten i laseren blir

$$\bar{P} = \frac{1}{L} \int_0^L dz [P_+(z) + P_-(z)] = \frac{1}{\alpha_m L} [P_+(L) - P_+(0)] = \frac{1-R}{\alpha_m L} P_+(L),$$

og den samla effekten P_0 stråla ut frå begge endar av laseren er

$$P_0 = (1-R)[P_+(L) + P_-(0)] = 2\alpha_m L \bar{P}$$

Rereransar:

[1] Aasmund Sudbø, 'Heterostrukturar i halvleiarar,' *Fra Fysikkens Verden*, side 106-109, årgang 62 (2000).

[2] L.A. Coldren and S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley 1995.