

MASTER

Het astigmatisme en de laterale bundeldivergentie van SAS-lasers en PB-lasers onder cw- condities

van den Berk, F.M.

Award date:
1989

[Link to publication](#)

Disclaimer

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

**HET ASTIGMATISME EN DE LATERALE
BUNDELDIVERGENTIE VAN SAS-LASERS EN
PB-LASERS ONDER CW-CONDITIES.**

F.M. v.d Berk.

Verslag van een afstudeeronderzoek,

verricht in de periode: september 1988 - mei 1989,

door: F.M. v.d. Berk, N-student aan de T.U.
Eindhoven (id.:199886),

bij: Philips Components Nijmegen, productgroep
S.S.L.,

onder begeleiding van: ir. A.O. Harm.

Afstudeerdocent: prof. dr. ir. J.H. Wolter (T.U.E).

Contactdocent: dr. ir. F.A.P. Blom (T.U.E.).

SAMENVATTING.

In dit afstudeeronderzoek is het astigmatisme en de laterale bundeldivergentie onder cw condities van zowel SAS-lasers als van PB-lasers bestudeerd. Het onderzoek kan worden opgesplitst in twee fasen.

In de eerste fase wordt m.b.v. de gaussische bundelbenadering een verband gelegd tussen het astigmatisme en de laterale uittreehoek van de laserbundel enerzijds en de laterale veldverdeling in de laser anderzijds. In de tweede fase wordt bestudeerd hoe de laterale optische intensiteitsverdeling en de laterale fasekromming in de laser in verband staan met de laserstructuur.

In de eerste fase van het onderzoek blijkt o.a. dat de verschillen in het astigmatisme tussen verschillende typen SAS-lasers vooral worden veroorzaakt door verschillen in de optische intensiteitsbreedte tussen deze lasers. Bovendien blijkt dat er zowel bij SAS-lasers als bij PB-lasers sprake is van een vervlakking van de fasefronten bij toenemend outputvermogen.

In de tweede fase van het onderzoek wordt eerst het verloop van de laterale optische intensiteitsbreedte in de laser als functie van de stripebreedte en de dikte van de p-claddinglaag experimenteel in kaart gebracht. Het verloop van deze curven wordt bovendien op kwalitatieve wijze verduidelijkt.

Vervolgens blijkt uit een tweede-orde Taylorbenadering van het laterale faseverloop in de laser dat de laterale fasekromming bij zowel SAS-lasers als bij PB-laser in eerste instantie wordt veroorzaakt door het gainprofiel. M.b.v. een 'overlapfactor model' worden de verschillen in laterale fasekromming tussen diverse typen lasers op kwalitatieve wijze verklaard en wordt een semi-kwantitatieve beschrijving van het astigmatisme als functie van de actieve laagdikte bij PB-lasers gegeven. Ook aan het verschijnsel 'origheid' wordt op beknopte wijze aandacht besteed.

Daarnaast blijkt in de tweede fase van het onderzoek dat de kromtestraal van de laterale fasefronten op de spiegel zich bij de huidige SAS-structuur vermoedelijk altijd in het interval $[20,70]$ μm zal

bevinden, waarbij de grotere waarden vooral bij index-guided lasers voorkomen, terwijl de kleinere waarden zich voornamelijk bij gain-guided lasers zullen manifesteren.

Dit gegeven wordt in hoofdstuk 7 gecombineerd met de gaussische bundelbenadering om aldus ruwweg aan te geven welke combinaties van de bestudeerde grootheden met de huidige SAS-structuur te bereiken zijn. In dit hoofdstuk blijkt dat het astigmatisme van SAS-lasers doeltreffend kan worden verkleind via een verlaging van de laterale optische intensiteitsbreedte in de laser.

In de discussie worden tenslotte een drietal hypothesen besproken die mogelijk een (gedeeltelijke) verklaring geven voor het feit dat de laterale fasefronten in zowel SAS-laser als in PB-lasers bij toenemend outputvermogen vervlakken.

VOORWOORD.

Dit is het verslag van mijn afstudeeronderzoek bij Philips Components Nijmegen, Productgroup SSL ('Solid State Laser'). De informele en collegiale sfeer bij SSL zijn mij erg goed bevallen en ik kijk dan ook met plezier op mijn afstudeerperiode terug.

Ik wil hierbij alle medewerkers van SSL hartelijk bedanken voor hun behulpzaamheid en getoonde interesse. Mijn dank gaat verder in het bijzonder uit naar mijn begeleider, ir. A.O. Harm, voor zijn doel-treffende begeleiding en naar mijn afstudeerhoogleraar en mijn contactdocent in Eindhoven, prof. dr. ir. J.H. Wolter en dr. ir. F.A.P. Blom, voor het feit dat zij het mogelijk hebben gemaakt dat ik mijn afstudeeronderzoek bij SSL heb kunnen verrichten.

Frank v.d. Berk.

INHOUD.

SAMENVATTING.....	2
VOORWOORD.....	4
INLEIDING.....	8
<u>1: DE P-N-HETEROJUNCTIELASER.....</u>	<u>9</u>
1.1: Inleiding: het principe van laserwerking.....	9
1.2: De p-n-heterojunctielaser.....	12
1.3: De PB-laser.....	14
1.4: De SAS-laser.....	16
1.5: De afmontage.....	17
<u>2: ENKELE EIGENSCHAPPEN VAN P-N-HETEROJUNCTIELASERS.....</u>	<u>19</u>
2.1: De L-I-curve.....	19
2.2: Het verre veld.....	20
2.2.1: De loodrechte en de laterale intensiteitsverdeling...	20
2.2.2: Astigmatisme.....	21
2.2.3: Samenvatting.....	23
<u>3: DE RELATIE TUSSEN HET LATERALE INTERNE VELD EN HET LATERALE</u>	
<u>VERRE VELD.....</u>	<u>26</u>
3.1: Inleiding.....	26
3.2: De laterale intensiteitscontour van de bundel.....	26
3.2.1: Theorie.....	26
3.2.2: Experiment.....	28
3.3: Het verloop van de kromtestraal in de bundel.....	30
3.4: De invloed van het interne veld op het verre veld.....	34
3.4.1: Inleiding.....	34
3.4.2: De invloed van het interne veld op de uitreehoek....	35
3.4.3: De invloed van het interne veld op het astigmatisme..	37
3.5: Samenvatting.....	39

<u>4: DE EFFECTIEVE INDEXMETHODE EN DE LOODRECHTE VELDVERDELING.....</u>	41
4.1: Inleiding.....	41
4.2: De basisvergelijkingen.....	41
4.3: Het laterale brekingsindexverloop.....	42
4.3.1: Inleiding.....	42
4.3.2: Het ladingsdragersprofiel.....	43
4.3.3: Het brekingsindexverloop in de actieve laag.....	44
4.3.4: Het brekingsindexverloop in de claddinglagen.....	46
4.3.5: Het verloop van de diëlektrische constante.....	46
4.3.6: Conclusie.....	47
4.4: De drielaagse diëlektrische golfgeleider.....	47
4.4.1: Inleiding.....	47
4.4.2: TE-modes.....	48
4.4.3: TM-modes.....	55
4.5: De effectieve index methode.....	55
4.6: Het verloop van de effectieve brekingsindex.....	58
<u>5: DE LATERALE INTENSITEITSVERDELING.....</u>	60
5.1: Inleiding.....	60
5.2: Van index-guiding naar gain-guiding.....	60
5.2.1: Theorie.....	60
5.2.2: Experiment.....	63
<u>6: HET LATERALE FASEVERLOOP.....</u>	65
6.1: Inleiding.....	65
6.2: Een tweede-orde Taylorbenadering van het faseverloop.....	65
6.2.1: Inleiding.....	65
6.2.2: Een uitdrukking voor de tweede orde term van $\varphi(x)$	68
6.3: Het 'overlapfactor' model.....	70
6.3.1: Inleiding.....	70
6.3.2: Een uitdrukking voor de gemiddelde gaincoëfficiënt...71	
6.3.3: Het overlapfactor model.....	72
6.3.4: De invloed van de actieve laagdikte.....	74
6.3.5: De lasers van tabel 3.2 en het overlapfactor model...75	
6.4: Origheid.....	79

<u>7: TOEPASSING VAN DE THEORIE OP HET ONTWERP VAN SAS-LASERS.....</u>	83
7.1: De optische intensiteitsbreedte al 'ontwerpparameter'.....	83
7.2: Een beeld van de mogelijkheden.....	84
7.3: Een SAS-laser met een laag astigmatisme.....	86
7.4: Beïnvloeding van de kromming van de fasefronten.....	88
<u>8: DISCUSSIE.....</u>	89
8.1: De invloed van het outputvermogen op de fasekromming.....	89
8.2: Andere verschillen tussen gain-guiding en index-guiding...	92
CONCLUSIES.....	93
REFERENTIES.....	95
APPENDIX A: Bepaling van het verloop van de kromtestraal over een fasefront van de vorm: $\beta_r + \varphi(x) = \text{constant}$	97
APPENDIX B: Bepaling van de (gaussische) laterale bundelvorm uit de verre veldverdeling m.b.v. Fourier transformatie (par- axiale benadering).....	99
APPENDIX C: Overzicht van de gebruikte meetmethoden.....	103
APPENDIX D: Overzicht van de gebruikte lasers.....	108

INLEIDING.

De p-n-heterojunctielaser is zonder twijfel de meest gebruikte laser van dit moment en het gebruik van deze halfgeleiderlaser zal door de opkomst van nieuwe technieken zoals opto-elektronica, glasvezelcommunicatie en digitale optische registratie (D.O.R.) alleen nog maar toenemen. De p-n-heterojunctielaser bezit een aantal eigenschappen die hem uitermate geschikt maken voor toepassing in elektronische schakelingen, zoals een lage aanschafprijs, compacte afmetingen en een relatief lage werkspanning en werkstroom.

Philips is de enige fabrikant in Europa die de techniek in huis heeft om kwalitatief hoogwaardige p-n-heterojunctielasers in grote aantallen te maken. Hierbij wordt gebruik gemaakt van moderne MOVPE-technieken, die een hoge materiaalkwaliteit garanderen.

De bundel van een p-n-heterojunctielaser is over het algemeen astigmatisch. Bovendien is de laterale uittreehoek kleiner dan de loodrechte uittreehoek. Hierdoor is het lastig om de bundel te focuseren, en een goede focussing is voor bijvoorbeeld D.O.R.-toepassingen van belang. Vandaar dat in dit verslag zal worden onderzocht hoe het astigmatisme en de laterale uittreehoek van de laserbundel in verband staan met de laserstructuur en op welke wijze de beide grootheden via een juiste keuze van de laserstructuur kunnen worden geoptimaliseerd. Het onderzoek is hierbij vooral gericht op lasers met een 'SAS-structuur' en lasers met een 'PB-structuur'. Bovendien beperkt het onderzoek zich tot 'cw-condities', ofwel tot condities waarbij de laser continu in gebruik is ('cw' staat voor 'continuous wave').

Voordat met dit alles wordt begonnen zal echter in hoofdstuk 1 eerst een beschrijving gegeven worden van het werkingsprincipe van een p-n-heterojunctielaser, de structuur van een 'SAS-laser' en de structuur van een 'PB-laser'. Vervolgens worden in hoofdstuk 2 enkele eigenschappen van p-n-heterojunctielasers belicht, waaronder het astigmatisme en de bundeldivergentie.

1: DE P-N-HETEROJUNCTIELASER.

1.1: Inleiding: het principe van laserwerking.

Een laser bestaat uit een trilholtte (cavity) die aan weerszijden wordt begrensd door spiegels, waarvan er minstens één gedeeltelijk doorlatend is. In de trilholtte bevindt zich het lasermedium (zie fig. 1.1). De elektronen in dit medium zijn verdeeld over een aantal energieniveaus. Twee van deze energieniveaus spelen een belangrijke rol bij de werking van de laser.

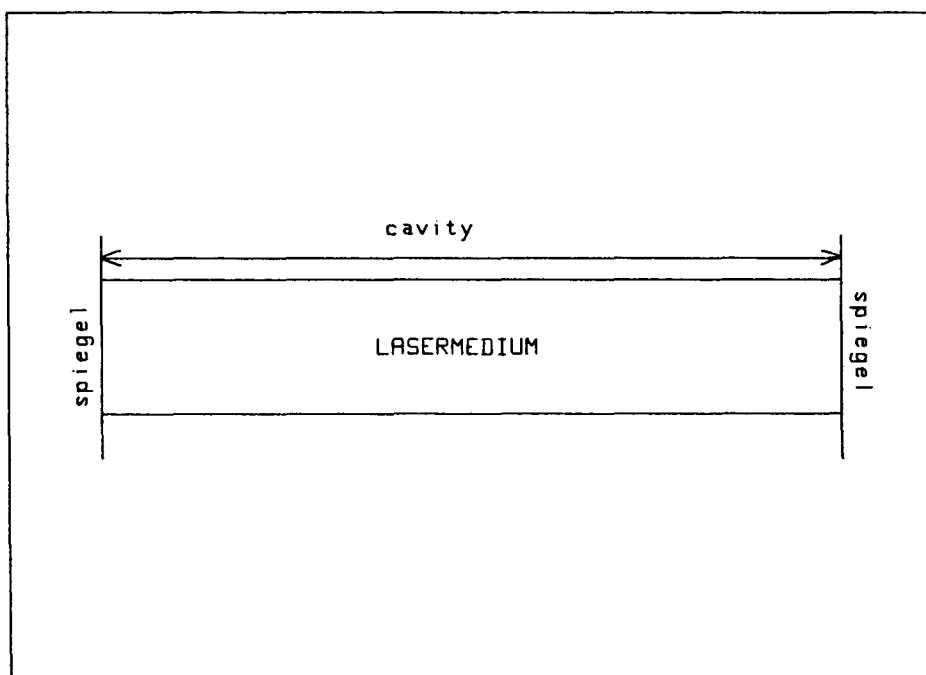


Fig. 1.1: Schematische voorstelling van een laser.

Tussen deze niveaus spelen zich een drietal processen af: spontane emissie, gestimuleerde emissie en absorptie.

Bij spontane emissie vervalt een elektron in het hoogste niveau (niveau 2) spontaan naar het laagste niveau (niveau 1). Dit gaat gepaard met de emissie van een foton met een energie die gelijk is aan

het energieverval tussen de beide niveaus.

De beide overige processen verlopen niet spontaan. Voor zowel gestimuleerde emissie als voor absorptie is de aanwezigheid van een foton vereist, dat het desbetreffende proces veroorzaakt. De energie van dit foton dient gelijk te zijn aan het energieverval tussen de beide niveaus (zie fig. 1.2).

Bij absorptie wordt dit foton door een elektron in niveau 1 geabsorbeerd, waarbij het desbetreffende elektron wordt gepromoveerd naar niveau 2. Bij gestimuleerde emissie vervalt een elektron van niveau 2 naar niveau 1. Hierbij komt een nieuw foton vrij dat een exakte kopie is van het foton dat aanzet gaf tot de emissie.

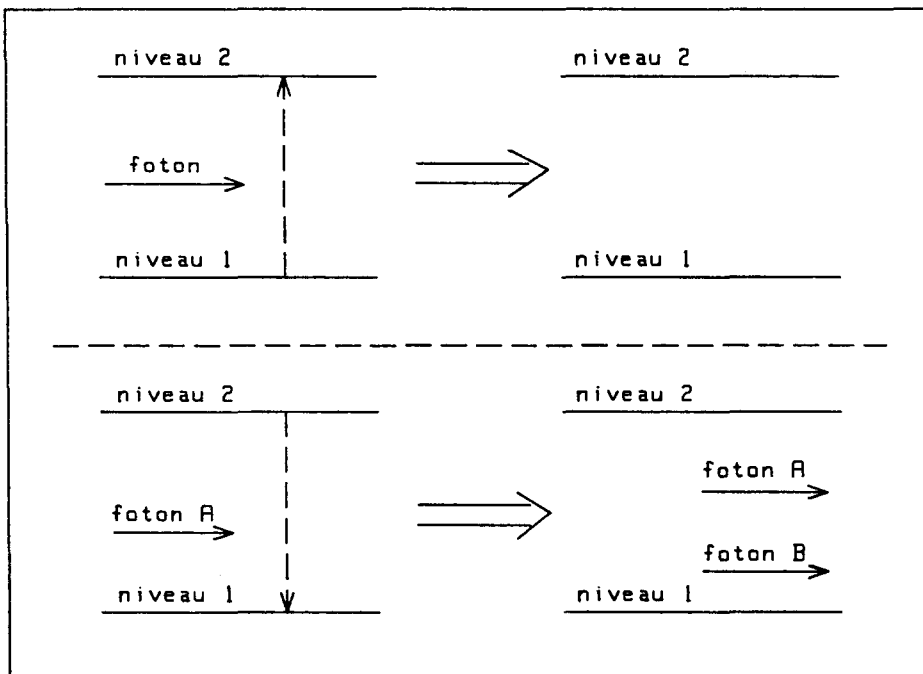


Fig. 1.2: Schematische voorstelling van het absorptieproces (boven) en het gestimuleerde emissieproces (onder).

De mate, waarin de drie bovengenoemde processen in het lasermedium optreden wordt gegeven door de vergelijkingen:

$$r_{sp} = An_2 \tag{1.1a}$$

met: r_{sp} = de spontane emissiesnelheid [$m^{-3}s^{-1}$].

A = de evenredigheidsconstante voor spontane emissie,
 n_2 = de populatiedichtheid van niveau 2 [m^{-3}].

$$r_{ab} = B_{ab}U(E_{21})n_1 \quad (1.1b)$$

met: r_{ab} = de absorptiesnelheid [$m^{-3}s^{-1}$],

B_{ab} = de evenredigheidsconstante voor absorptie,

$U(E_{21})$ = de EM energiedichtheid bij $E = E_2 - E_1$,

n_1 = de populatiedichtheid van niveau 1 [m^{-3}].

$$r_{st} = B_{st}U(E_{21})n_2 \quad (1.1c)$$

met: r_{st} = de gestimuleerde emissiesnelheid [$m^{-3}s^{-1}$],

B_{st} = de evenredigheidsconstante voor gest. emissie.

Via de 'Einsteinrelaties' kan een verband worden gelegd tussen de coëfficiënten A_{sp} , B_{ab} en B_{st} [7]. Uit deze relaties volgt o.a.:

$$B_{ab} = B_{st} \equiv B. \quad (1.1d)$$

In een laser is het de bedoeling dat er zich staande golven ontwikkelen tussen de beide spiegels, die bij hun rondgangen door de cavity worden versterkt. Voorwaarde hierbij is dat er bij een rondgang door de cavity meer fotonen via gestimuleerde emissie bijkomen dan er door absorptie verloren gaan (de fotonen die bij spontane emissie vrijkomen worden in willekeurige richtingen geëmitteerd, zodat zij de staande golven in de cavity praktisch niet versterken). Uit deze voorwaarde volgt:

$$\begin{aligned} r_{st} > r_{ab} & \quad \Rightarrow \\ BU(E_{21})n_2 > BU(E_{21})n_1 & \quad \Rightarrow \\ n_2 > n_1 & \quad (1.2) \end{aligned}$$

Om laserwerking te krijgen is het dus minstens noodzakelijk dat niveau 2 dichter bevolkt is dan niveau 1. Een dergelijke toestand wordt 'populatie-inversie' genoemd. Populatie-inversie wordt gecreëerd en in stand gehouden via een pompproces, waarbij energie aan het lasermedium wordt toegevoerd.

Wanneer de laser aldus in voldoende mate wordt gepompt zal zich tussen

de spiegels een staande lichtbundel opbouwen die zeer coherent is omdat nieuwe fotonen in de bundel exakte kopieën zijn van reeds bestaande fotonen in de bundel. Een gedeelte van de energie in de bundel treedt uit bij de gedeeltelijk doorlatende spiegel(s) in de vorm van een laserbundel. De energie, die op deze wijze verloren gaat, wordt in de laser via gestimuleerde emissie weer aangevuld. De afkorting 'L.A.S.E.R.' staat dan ook voor 'Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation'.

1.2: De p-n-heterojunctielaser.

In een p-n-heterojunctielaser wordt halfgeleidermateriaal als laser-medium gebruikt. Hiertoe is een dun laagje van een bepaald type halfgeleidermateriaal (de 'aktieve laag') gegroeid tussen een tweetal lagen halfgeleidermateriaal met (nagenoeg) dezelfde roosterconstante en een grotere bandafstand (de 'cladding lagen'). Eén van de cladding lagen is n-type, de andere p-type. De actieve laag is meestal intrinsiek.

Het verloop van de bandafstand loodrecht op de drie lagen heeft bij benadering de gedaante van fig. 1.3 [4]. In deze figuur is te zien dat er een tweetal 'energiebarrières' zijn ontstaan (ΔE_C en ΔE_V). Wanneer nu loodrecht op de lagen een stroombron wordt aangesloten zal een gedeelte van de gaten en een gedeelte van de (geleidings)elektronen die de actieve laag passeren onvoldoende energie hebben om deze energiebarrières te passeren, zodat een ophoping van ladingsdragers in de actieve laag ontstaat.

Bij een voldoende hoge stroom resulteert deze ophoping in een populatie-inversie in een bepaald energie-interval (zie fig. 1.4), zodat de actieve laag in principe geschikt is als lasermedium.

De golflengte van de bundel, die door een p-n-heterojunctielaser wordt geëmitteerd, is bij benadering gelijk aan de bandafstand van de voor de actieve laag gebruikte halfgeleider. De in dit verslag besproken lasers werken op een golflengte van ongeveer 820 nm. Hiertoe is voor de actieve laag het halfgeleidermateriaal $Al_xGa_{1-x}As$ gebruikt, met $x = 0.07$. Ook de cladding lagen bestaan uit $Al_xGa_{1-x}As$, met een hoger aluminiumpercentage.

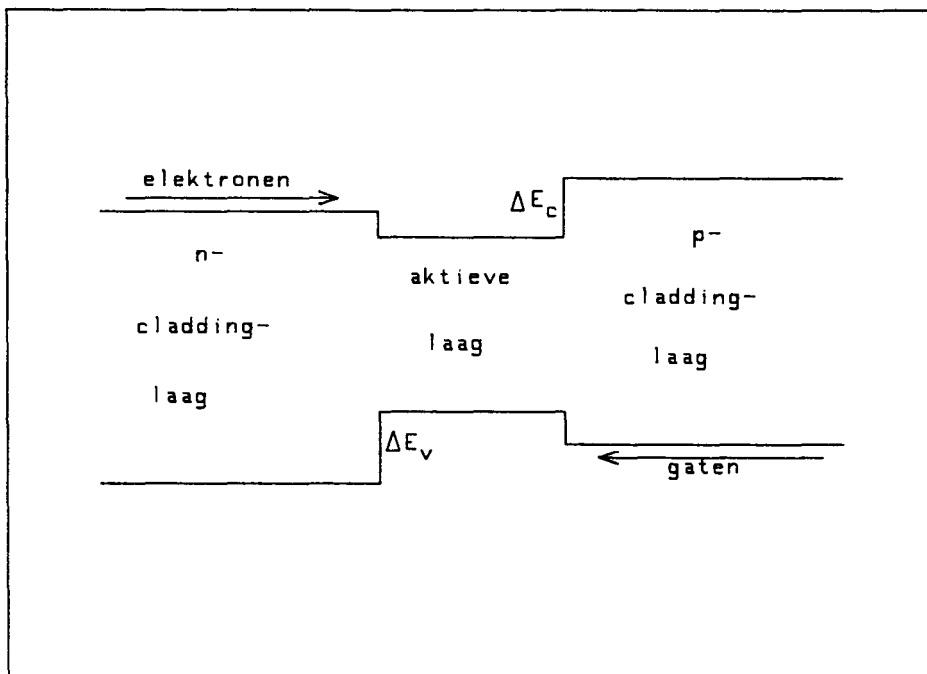


Fig. 1.3: Het verloop van de bandafstand loodrecht op de in de tekst besproken drielaagse structuur. Wanneer deze structuur wordt aangesloten op een stroombron van de juiste polariteit zullen de elektronen in de geleidingsband en de gaten en de valentieband in de aangegeven richting gaan stromen en zal er een ophoping van ladingsdragers in de actieve laag ontstaan, omdat niet alle ladingsdragers de energiebarrières ΔE_v en ΔE_c kunnen passeren.

Er bestaan vele typen p-n-heterojunctielasers, die allemaal gebouwd zijn rond de in deze paragraaf besproken drielaagse structuur. Het in dit verslag besproken onderzoek richt zich voornamelijk op een tweetal typen: de 'PB-laser' en de 'SAS-laser'. De structuur van deze lasers zal in de komende paragrafen nader worden beschreven.

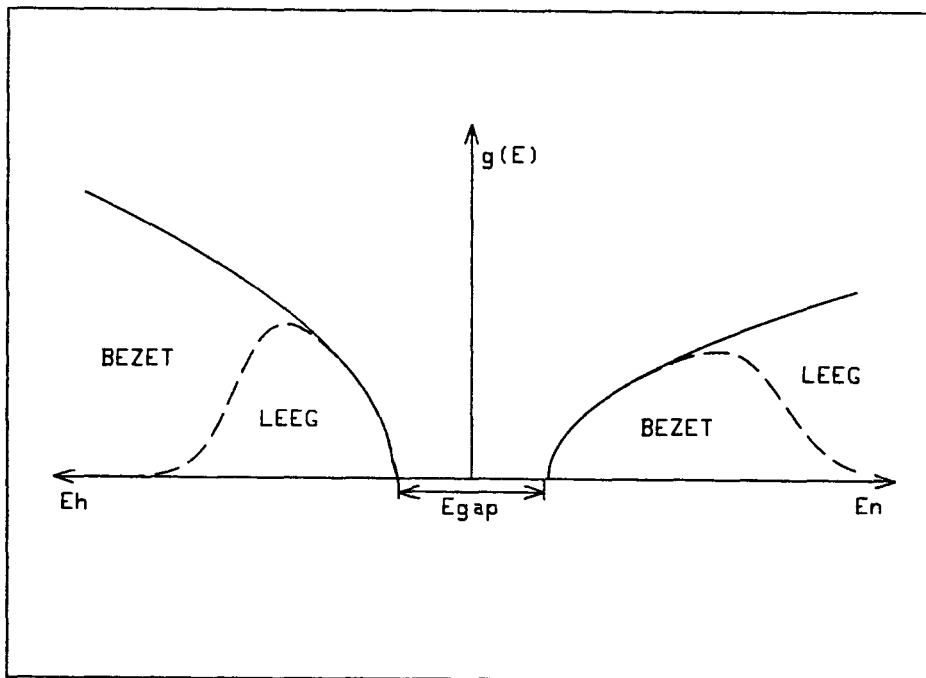


Fig. 1.4: Schematische voorstelling van populatie-inversie in de actieve laag. Weergegeven zijn de toestandsdichtheid in de geleidingsband als functie van de energie E_n van de geleidingselektronen en de toestandsdichtheid in de valentieband als functie van de energie E_h van de gaten. In de figuur is aangegeven welke toestanden zijn bezet door elektronen.

1.3: De PB-laser.

De PB-laser bestaat uit een klein blokje halfgeleidermateriaal ($\pm 250 \times 300 \times 100 \mu\text{m}$) dat is opgebouwd uit verschillende lagen. Deze zijn geschetst in fig. 1.5.

Op een GaAs substraat zijn achtereenvolgens gegroeid:

- Een n-AlGaAs cladding laag ($\pm 1.5 \mu\text{m}$).
- De AlGaAs actieve laag ($0.04 - 0.12 \mu\text{m}$).
- Een p-AlGaAs cladding laag ($\pm 1.5 \mu\text{m}$).
- De p-GaAs toplaag.

De toplaag is gemetalliseerd.

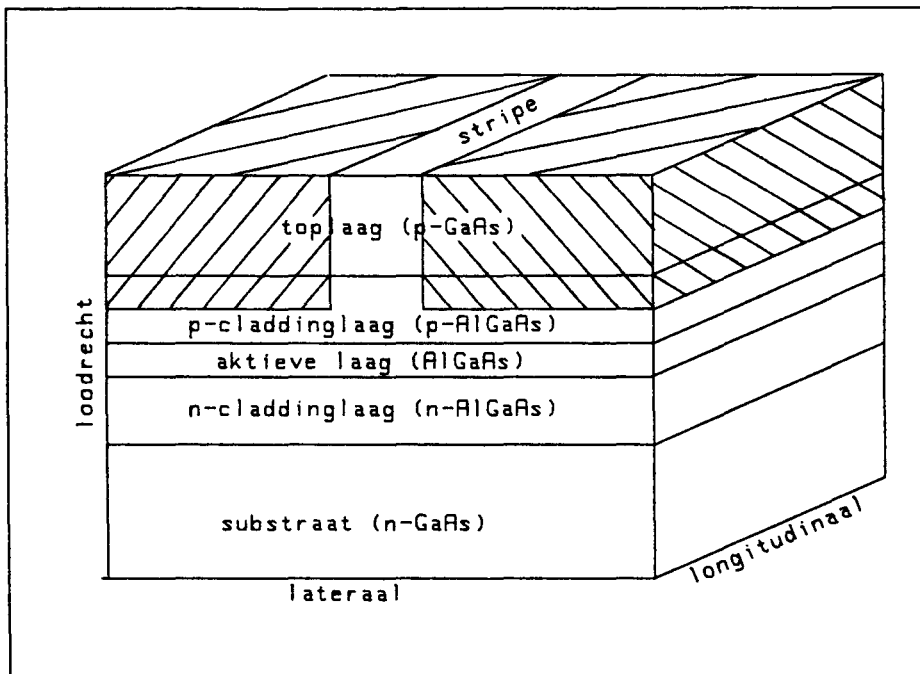


Fig. 1.5: De lagenstructuur van een PB-laser (zie tekst). De proton gebombardeerde gebieden zijn gearceerd.

Een PB laser is aan de bovenzijde aan twee kanten gebombardeerd met een protonenbundel (PB staat dan ook voor 'Proton Bombarded'). De gebombardeerde gebieden laten geen stroom meer door, zodat er boven de actieve laag een smal stroompad is ontstaan. Dit stroompad wordt de 'stripe' genoemd (zie fig. 1.5). De afstand tussen de stripe en de actieve laag bedraagt ongeveer $1 \mu\text{m}$, de stripe is ongeveer $5 \mu\text{m}$ breed. Het in fig. 1.5 geschetste blokje is aan de voor-, en achterzijde zeer nauwkeurig gekleefd en van een coating voorzien. Op deze manier zijn loodrecht op de stripe twee gedeeltelijk doorlatende spiegels gecreëerd. Tussen deze spiegels bevindt zich de trilholte (cavity) van de laser.

Wanneer loodrecht op de lagenstructuur een stroombron wordt aangesloten zal een smal gedeelte van de actieve laag recht onder de stripe worden gepompt. Bij een voldoende hoge stroom ($\pm 80 \text{ mA}$) ontwikkelt zich in dit gebied een laserbundel, die bij beide spiegels in de richting van de stripe uittreedt.

De drie oriëntatierichtingen in de laser zullen in de rest van dit verslag als volgt worden aangeduid (zie fig. 1.5):

- De richting loodrecht op de lagenstructuur zal 'loodrechte richting', of 'y-richting' worden genoemd.
- De richting loodrecht op de spiegels zal 'longitudinale richting', of 'z-richting' worden genoemd.
- De richting evenwijdig aan de lagenstructuur en evenwijdig aan de spiegels zal 'laterale richting', of 'x-richting' worden genoemd.

1.4: De SAS-laser.

De SAS-laser vertoont veel gelijkenis met de PB-laser. De lagenstructuur van een SAS-laser is geschetst in fig. 1.6.

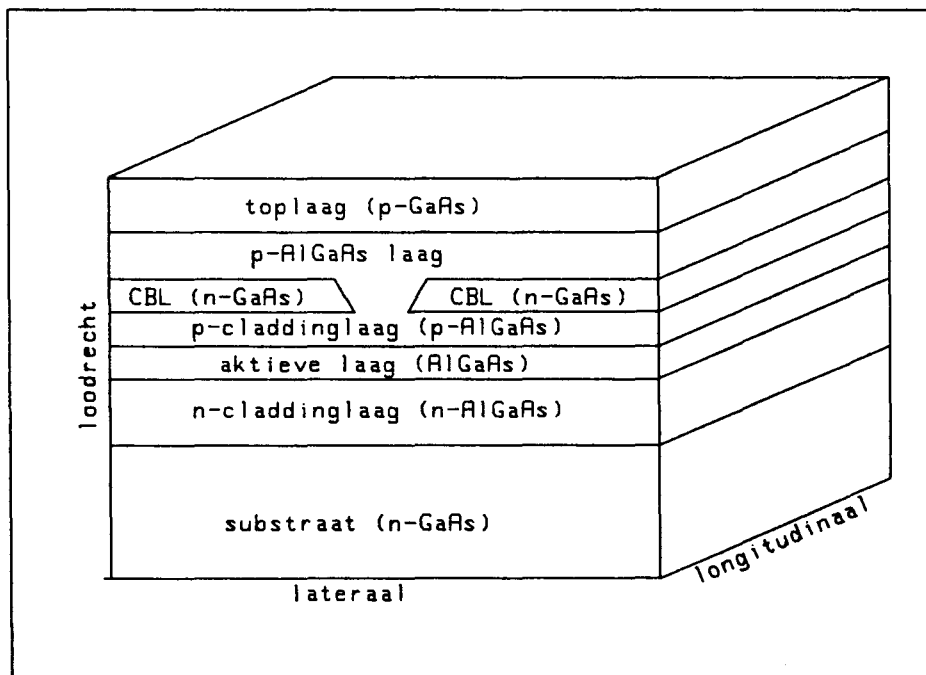


Fig. 1.6: De lagenstructuur van een SAS-laser (zie tekst).

Op een GaAs substraat zijn achtereenvolgens gegroeid:

- Een n-AlGaAs cladding laag ($\pm 1.5 \mu\text{m}$).
- De AlGaAs actieve laag ($0.06 - 0.07 \mu\text{m}$).

- Een p-AlGaAs cladding laag (0.2 - 0.9 μm).
- De n-GaAs CBL ('Current Blocking Layer', $\pm 1 \mu\text{m}$).
- Een p-AlGaAs laag ($\pm 1.5 \mu\text{m}$).
- De p-GaAs toplaag.

Op de toplaag is een metallisatie aangebracht.

De SAS-laser verschilt vooral van de PB-laser in de manier waarop de stripe is ingebouwd. Bij de PB-laser was hiertoe gebruik gemaakt van een protonenbombardement, terwijl bij de SAS-laser een extra stroom-blokkeerlaag (de CBL) is ingebouwd waarin een smalle strook (de stripe) is weggeëtst. De stripebreedte varieert van 3 - 7 μm , afhankelijk van het type. De CBL bestaat uit n-GaAs en vormt bij de p-claddinglaag een np-overgang die gesperd is en dus geen stroom doorlaat wanneer de laser op een spanningsbron met de juiste polariteit is aangesloten.

De CBL heeft echter nóg een belangrijke functie: door de aanwezigheid van de CBL vlak boven de actieve laag is er in de actieve laag links en rechts van de stripe een 'effectieve brekingsindexstap' ontstaan. Deze effectieve brekingsindexstap is afhankelijk van de dikte van de actieve laag en de dikte van de p-claddinglaag en vormt een golfgeleider voor de laserbundel in de laterale richting (SAS staat dan ook voor 'Self Aligned Structure'). Hierop wordt in hoofdstuk 5 nog teruggekomen.

1.5: De afmontage.

Om de (PB- of SAS-)laser geschikt te maken voor inbouw in bijvoorbeeld elektronische schakelingen wordt deze voor een goede warmteafvoer op een 'heatsink' gemonteerd, voorzien van de nodige aansluitingen en afgedekt met een kapje waarin zich een venster bevindt (zie fig. 1.7). Onder de achterste spiegel is op de heatsink een fotodiode ingebouwd die gebruikt kan worden om via een terugkoppelcircuit het outputvermogen van de laser te stabiliseren.

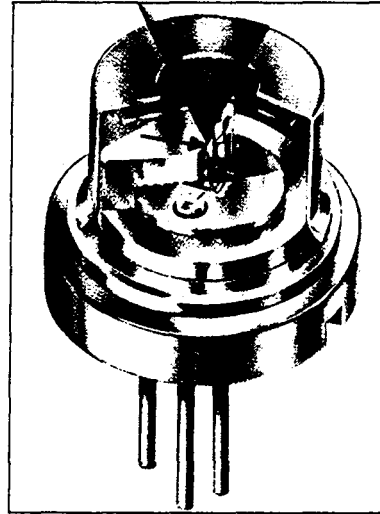
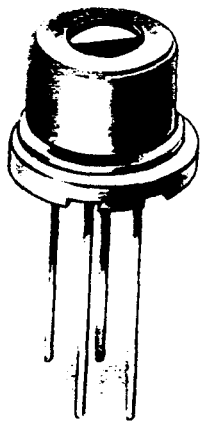


Fig 1.7: De afgemonteerde laser. Met een pijl is het zeer kleine laserkristal aangegeven dat op de heatsink is gemonteerd.

2: ENKELE EIGENSCHAPPEN VAN P-N-HETEROJUNCTIELASERS.

2.1: De L-I-curve.

In een 'L-I-curve' is de lichtintensiteit uit de laser (L) uitgezet tegen de stroom door de laser (I). De lichtintensiteit wordt hierbij gemeten met een fotocel die voor de laser is geplaatst. Fig. 2.1 is een voorbeeld van een dergelijke curve.

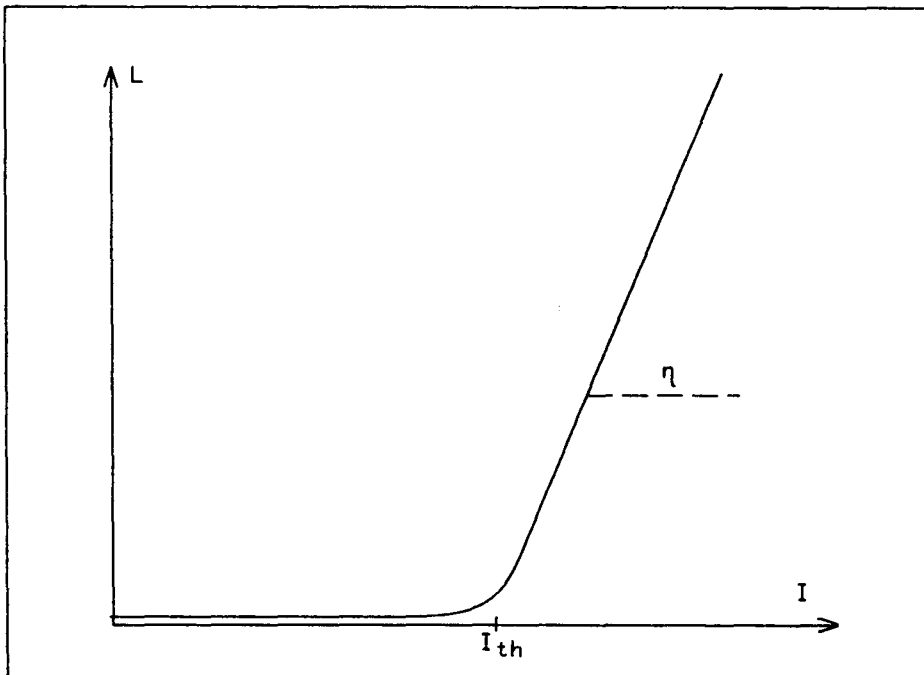


Fig. 2.1: Voorbeeld van een L-I-curve. De drempelstroom (of 'thresholdstroom') is aangegeven met ' I_{th} '.

Bij lage stromen werkt de laser als een LED (het vlakke gedeelte van de curve). Voorbij een bepaalde stroomsterkte (de 'drempelstroom') zal zich een laserbundel ontwikkelen. De lichtintensiteit op de fotocel

neemt nu bijna lineair toe met de stroomsterkte. De helling, waarmee dit gebeurt wordt de 'efficiency' van de laser genoemd (aangeduid met ' η ').

In het algemeen zijn de efficiency en de drempelstroom van een PB-laser hoger dan die van een SAS-laser.

2.2: Het verre veld.

2.2.1: De loodrechte en de laterale intensiteitsverdeling.

De laserbundel van een p-n-heterojunctielaser is divergent en asymmetrisch: de uittreehoek van de bundel in de loodrechte richting is groter dan die in de laterale richting. Dit is geïllustreerd in fig. 2.2, waar voor een viertal lasers de gemeten hoekverdeling van de intensiteit in de laserbundel voor zowel de loodrechte als de laterale richting is getekend (de hierbij gebruikte meetmethode is beschreven in appendix C). In deze figuur is tevens te zien dat de intensiteitsverdeling $I(\alpha)$ in beide richtingen bij benadering gaussisch is.

De verhouding tussen de loodrechte en de laterale uittreehoek wordt de 'aspect ratio' van de laser genoemd. De laterale uittreehoek van een PB-laser is over het algemeen groter dan die van een SAS-laser, zodat de aspect ratio van een PB-laser meestal kleiner is.

De laterale uittreehoek neemt bij beide typen lasers af met het outputvermogen.

Bij PB-lasers komt het nogal eens voor dat de verre veldverdeling 'origheid' vertoont. De verre veldverdeling bestaat dan uit twee pieken (de 'oren'), met daartussen een gebied met een lagere intensiteit, zoals is geïllustreerd in fig. 2.3. Origheid treedt vooral op bij hoge outputvermogens van de laser en bij (PB-)lasers met een relatief dikke aktieve laag. Bij een mildere vorm van origheid is de intensiteit in de twee pieken gelijk aan die in het centrum zodat een bijna blokvormige verre veldverdeling ontstaat.

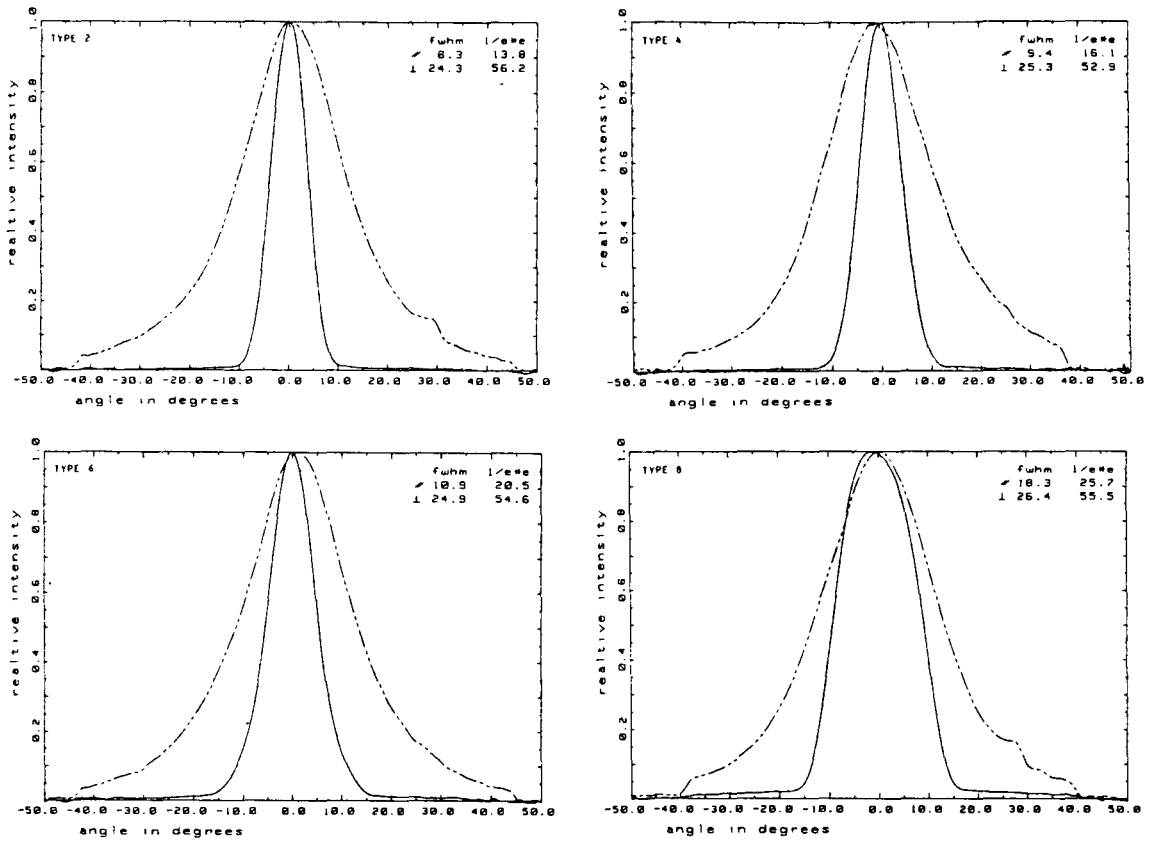


Fig. 2.2: De gemeten loodrechte (de brede, gestippelde verdeling) en laterale (de smalle, getrokken verdeling) intensiteitsverdeling $I(\alpha)$ van een viertal lasers.

2.2.2: Astigmatisme.

De fasefronten op relatief grote afstand van de laser lijken in de loodrechte richting van een punt midden op de uittreespiegel te komen (zie fig. 2.4). In de laterale richting zijn de fasefronten echter vlakker: het punt waar de fasefronten vandaan lijken te komen ligt in de laterale richting achter de spiegel. De afstand tussen dit punt en de spiegel wordt het astigmatisme van de laser genoemd, afgekort met 'A.D.' (Astigmatic Distance).

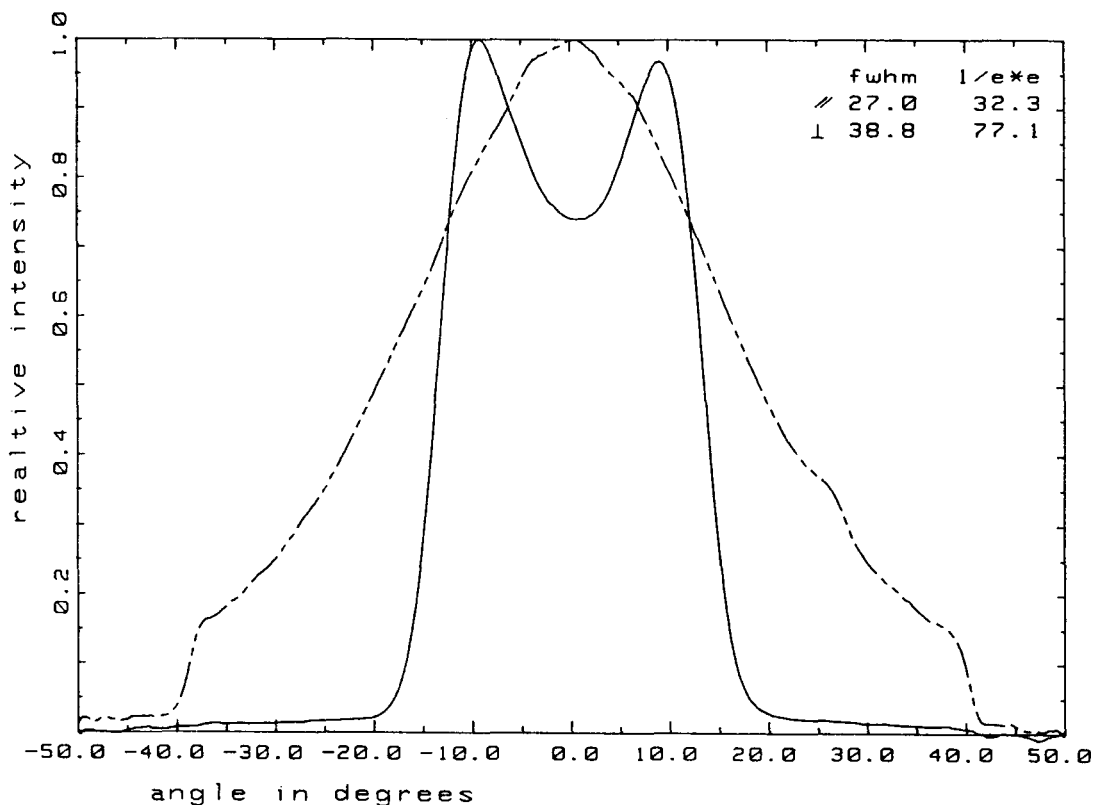


Fig. 2.3: Voorbeeld van een orige verre veldverdeling.

Astigmatisme bemoeilijkt de focussing van de laserbundel. Voor een goede focussing van een astigmatische laserbundel moet een (dure) cilindrische lens worden gebruikt.

Bovenstaande definitie van het astigmatisme heeft alleen zin als de fasefronten op relatief grote afstand van de laser in zowel de loodrechte als de laterale richting sferisch zijn. Wanneer dit niet helemaal het geval is zal de kromtestraal van de fasefronten afhankelijk zijn van de hoek waaronder naar de laser wordt gekeken. In dat geval wordt er bij een meting van het astigmatisme uitgegaan van de gemiddelde kromtestraal van het fasefront. Deze is afhankelijk van de totale hoek waarover wordt gemiddeld, zodat bij niet-sferische fasefronten de uitkomst van een A.D.-meting afhankelijk is van de numerieke apertuur (N.A.) waarmee de meetopstelling is uitgerust (zie fig. 2.5).

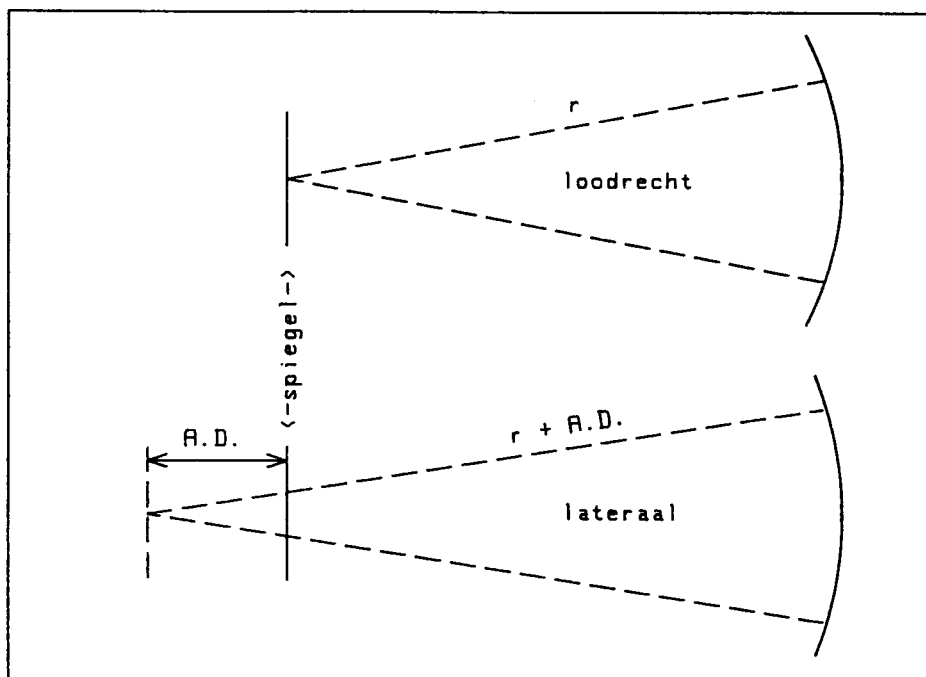


Fig. 2.4: Illustratie van het astigmatisme van een p-n-heterojunctielaser. De kromtestraal van de fasefronten in de loodrechte richting is gelijk aan de afstand r tot de spiegel (boven), terwijl de kromtestraal van de fasefronten in de laterale richting gelijk is aan $r + A.D$ (onder).

Het astigmatisme van een PB-laser is in het algemeen groter dan dat van een SAS-laser. Bovendien neemt het astigmatisme van een PB-laser toe met het outputvermogen L , terwijl dat van een SAS-laser afneemt met het outputvermogen.

2.2.3: Samenvatting.

Het in dit verslag besproken afstudeeronderzoek was voornamelijk gericht op de laterale uittreehoek en het astigmatisme van de laserbundel. Het gedrag van deze twee grootheden is nog eens samengevat in tabel 2.1. Hierbij moet worden aangetekend dat een

SAS-laser steeds meer op een PB-laser gaat lijken naarmate de dikte van de p-claddinglaag toeneemt (hierover later meer). De waarden en

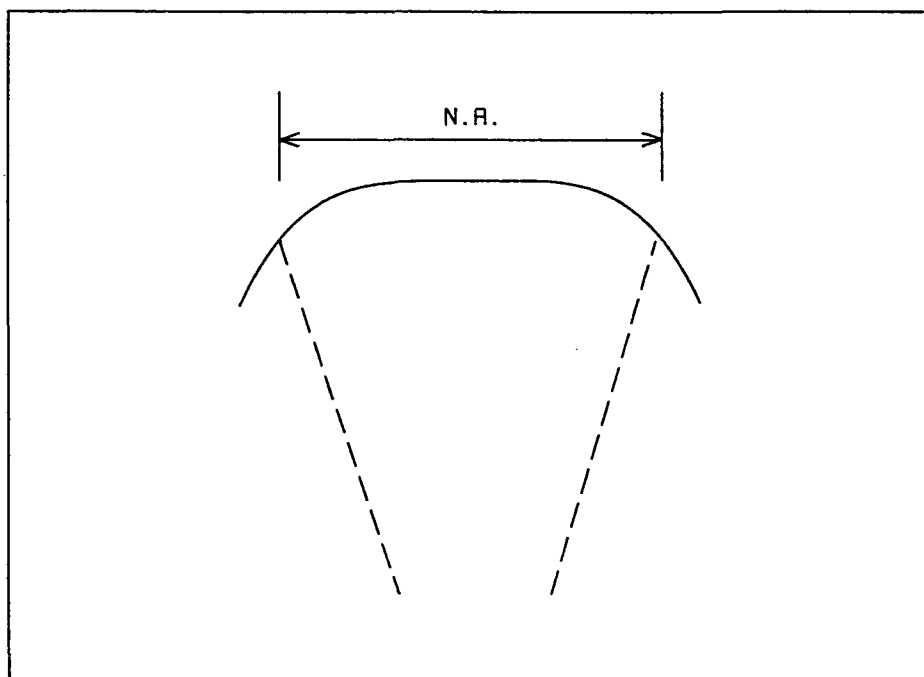


Fig. 2.5: Bij een meting van de gemiddelde kromtestraal van een niet-sferisch fasefront is de uitkomst van de meting afhankelijk van de N.A. van de gebruikte meetopstelling.

opmerkingen in de tabel 'SAS-laser' gelden dan ook voor een SAS-laser met een niet te dikke p-claddinglaag ($< 0.5 \mu\text{m}$).

Het astigmatisme en de laterale uitreehoek van een p-n-heterostructuur-laser vinden hun oorsprong in de interne veldverdeling van de desbetreffende laser. Daarom zal in het volgende hoofdstuk het verband tussen dit interne veld en het verre veld nader worden bestudeerd.

	PB-laser	SAS-laser
laterale uittreehoek	$10^{\circ} - 35^{\circ}$ (halfwaarde- breedte)	$6^{\circ} - 12^{\circ}$ (halfwaarde- breedte)
	neemt af met toenemend vermogen	neemt af met toenemend vermogen
	neemt af met afnemende aktieve laagdikte	n.v.t. (aktieve laag- dikte altijd ± 60 nm)
	n.v.t. (afstand stripe- akt.laag altijd $\pm 1 \mu\text{m}$)	neemt af met toenemende dikte p-claddinglaag
astigmatisme	20 - 30 μm	5 - 15 μm
	neemt toe met toenemend vermogen	neemt af met toenemend vermogen
	neemt toe met afnemende aktieve laagdikte	n.v.t. (aktieve laag- dikte altijd ± 60 nm)
	n.v.t. (afatand stripe- akt.laag altijd $\pm 1 \mu\text{m}$)	neemt toe met toenemende dikte p-claddinglaag

Tabel 2.1: Overzicht van het gedrag van het astigmatisme en de laterale uittreehoek.

3: DE RELATIE TUSSEN HET LATERALE INTERNE VELD EN HET LATERALE VERRE VELD.

3.1: Inleiding.

In het vorige hoofdstuk is reeds vermeld dat de fasefronten in de loodrechte richting van een punt midden op de spiegel lijken te komen. Dit komt omdat de loodrechte veldverdeling erg smal is, zodat deze zich bij benadering als een (gaussische) puntbron op de spiegel gedraagt (hierover meer in hoofdstuk 4).

In de laterale richting lijkt het echter alsof de fasefronten van een punt op een afstand $A.D.$ achter de spiegel komen. Voor de bepaling van het astigmatisme en de laterale uittreehoek is het dus noodzakelijk om de laterale veldverdeling van de laser te bestuderen.

Het is in principe mogelijk om via een Fourier transformatie (Fraunhofer diffractie, [8]) een willekeurige verre veldverdeling te transformeren naar een veldverdeling op de spiegel. Deze kan weer worden getransformeerd naar een veldverdeling in de laser.

Op deze manier zal in dit hoofdstuk de invloed van de interne laterale veldverdeling op de laterale uittreehoek en het astigmatisme worden bestudeerd. Hierbij wordt uitgegaan van een separabele verre veldverdeling, zodat de laterale richting onafhankelijk van de loodrechte richting kan worden onderzocht. Bovendien wordt uitgegaan van een laser die zich kenmerkt door een gaussische intensiteitsverdeling en sferische fasefronten in het verre veld. De meeste lasers zullen bij benadering aan dit beeld voldoen. PB-lasers met een originele verre veldverdeling voldoen echter niet aan deze eisen. Op deze lasers zal in hoofdstuk 6 nog worden teruggekomen.

3.2: De laterale intensiteitscontour van de bundel.

3.2.1: Theorie.

Wanneer wordt uitgegaan van een 'nette' astigmatische p-n-heterojunctielaser met een laterale verre veldverdeling die zich kenmerkt

door een gaussisch intensiteitsprofiel, sferische fasefronten en een kleine uittreehoek waarvoor geldt: $\sin(\alpha) \simeq \alpha$, zal de laserbundel zich in de laterale richting als een gaussische bundel gedragen, zoals is afgeleid in appendix B.

De e^{-2} -intensiteitscontour van een gaussische bundel wordt gegeven door (z-richting = voortplantingsrichting):

$$w^2(z) = \left[\frac{\lambda^2}{\pi^2 \alpha_0^2} \right] \left[1 + \frac{z^2 \pi^2 \alpha_0^4}{\lambda^2} \right] \quad (\text{B15})$$

met: $w(z)$ = de halve e^{-2} -intensiteitsbreedte van de bundel als functie van z .

α_0 = de halve e^{-2} -uittreehoek van de bundel (in radialen),

λ = de golflengte van het laserlicht ($\simeq 825$ nm).

In deze uitdrukking is te zien dat het verloop van $w(z)$ (dus de vorm van de bundel) volledig wordt vastgelegd door de uittreehoek van de bundel. In fig. 3.1 is de e^{-2} -intensiteitscontour getekend voor een tweetal waarden van α_0 .

Elke gaussische bundel kenmerkt zich door een punt ($z = 0$) waar de breedte van de bundel minimaal is. Dit punt wordt de 'waist' van de bundel genoemd. Ver van de waist lijken de fasefronten van een punt midden op de waist te komen, zodat uit fig. 2.4 volgt dat de waist zich op een afstand $z = A.D.$ achter de spiegel moet bevinden.

Het gedeelte van de bundel dat zich achter de spiegel bevindt is echter virtueel. In werkelijkheid is er in de laser sprake van een zekere laterale veldverdeling die zich ook op de spiegel manifesteert (zie hoofdstuk 4). Hiervandaan plant de bundel zich voort als een gaussische bundel met een virtueel gedeelte achter de spiegel, zoals is geïllustreerd in fig. 3.2.

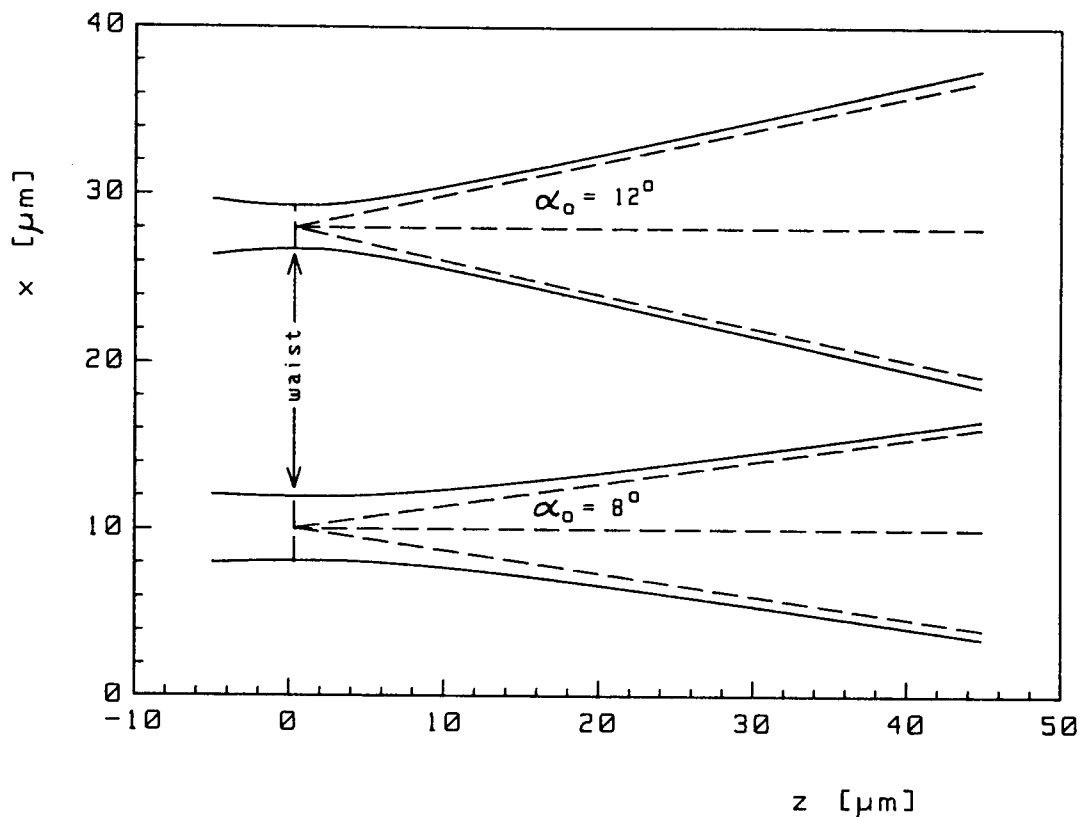


Fig 3.1: De $\exp(-2)$ -intensiteitscontour van een gaussische bundel voor een tweetal waarden van de halve $\exp(-2)$ -uittreehoek ($\lambda = 825$ nm).

3.2.2: Experiment.

In fig. 3.2 is gemakkelijk te zien dat met een meting van het astigmatisme en de uittreehoek van een laser de breedte van het intensiteitsprofiel aan de spiegel vastligt. De uittreehoek bepaalt immers de vorm van de bundel, terwijl het astigmatisme gelijk is aan de afstand van de spiegel tot de waist. Als het astigmatisme en de uittreehoek bekend zijn kan via (B15) dus eenvoudig de halve e^{-2} -intensiteitsbreedte op de spiegel (w_{sp}) worden bepaald ($w_{sp} = w(A.D.)$). Wanneer een meting van w_{sp} de zo voorspelde waarde oplevert is dit een aanwijzing dat de bundel zich in de laterale richting inderdaad als een gaussische bundel gedraagt.

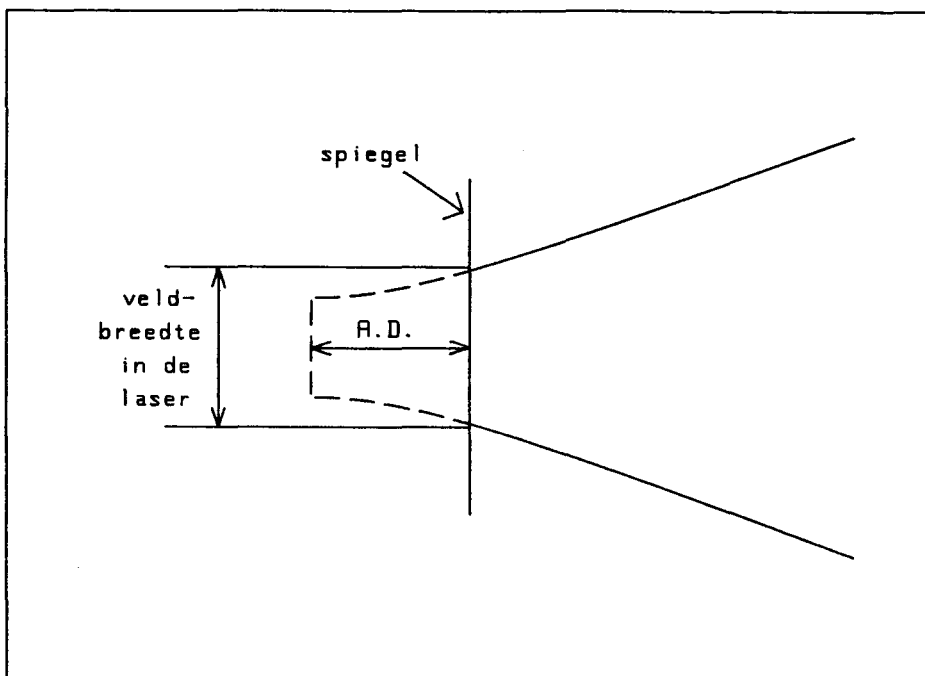


Fig. 3.2: Gaussische bundel met een virtuele waist op afstand $z =$ A.D. achter de spiegel.

Daarom is van een 8-tal typen lasers de e^{-2} -uittreehoek ($2\alpha_0$), de e^{-2} -intensiteitsbreedte op de spiegel ($2w_{sp}$) en het astigmatisme gemeten, bij een outputvermogen van 8 mW en een omgevingstemperatuur van 25 °C (de hierbij gebruikte meetmethoden zijn besproken in appendix C). Uit het astigmatisme en de uittreehoek is vervolgens een schatting gemaakt van $2w_{sp}$ die kan worden vergeleken met de gemeten waarde van $2w_{sp}$.

De resultaten van de metingen zijn samengevat in tabel 3.1, terwijl fig. 3.3 een indruk geeft van enkele gemeten intensiteitsverdelingen op de spiegel (de verre-veldverdelingen, die bij deze intensiteitsverdelingen horen, zijn te vinden in fig. 2.2). De resultaten van elk type zijn gemiddeld over 4 - 5 exemplaren (een nadere omschrijving van de 8 typen is te vinden in tabel 6.1 en in appendix D).

type	$2\alpha_0$ [$^\circ$] (gemeten)	A.D. [μm] (gemeten)	$2w_{\text{sp}}$ [μm] (geschat)	$2w_{\text{sp}}$ [μm] (gemeten)
1 (SAS)	11.6 ± 0.5	16 ± 4	6.2 ± 0.3	6.2 ± 0.5
2 (SAS)	13.0 ± 0.4	13 ± 2	5.5 ± 0.2	5.3 ± 0.5
3 (SAS)	13.2 ± 0.2	11.5 ± 1	5.3 ± 0.1	5.0 ± 0.5
4 (SAS)	15.7 ± 0.2	5 ± 2	4.1 ± 0.2	3.6 ± 0.5
5 (SAS)	17.2 ± 0.8	13 ± 2	5.3 ± 0.5	4.6 ± 0.5
6 (SAS)	19 ± 1.5	22 ± 2	8 ± 1	8.6 ± 0.5
7 (PB)	27 ± 1.5	26 ± 2	12.5 ± 1.5	13 ± 1
8 (PB)	28 ± 1.5	24 ± 2	12 ± 1.5	13 ± 1

Tabel 3.1: Overzicht metingen aan 8 typen lasers.

In tabel 3.1 is te zien dat de uit α_0 en het A.D. geschatte waarden van de intensiteitsbreedte op de spiegel telkens binnen de meetonauwkeurigheid overeenkomen met de gemeten waarden van $2w_{\text{sp}}$. Hieruit blijkt dat de laserbundel zich in de laterale richting bij benadering als een 'nette' gaussische bundel gedraagt. In fig. 3.3 is dan ook te zien dat de intensiteitsverdeling aan de spiegel bij benadering gaussisch van vorm is.

3.3: Het verloop van de kromtestraal in de bundel.

De fasefronten in een gaussische bundel zijn sferisch (zie appendix B). Het verloop van de kromtestraal van de fasefronten in de bundel wordt gegeven door:

$$R(z) = z \left[1 + \frac{\lambda^2}{\alpha_0^4 \pi^2 z^2} \right] \quad (\text{B14})$$

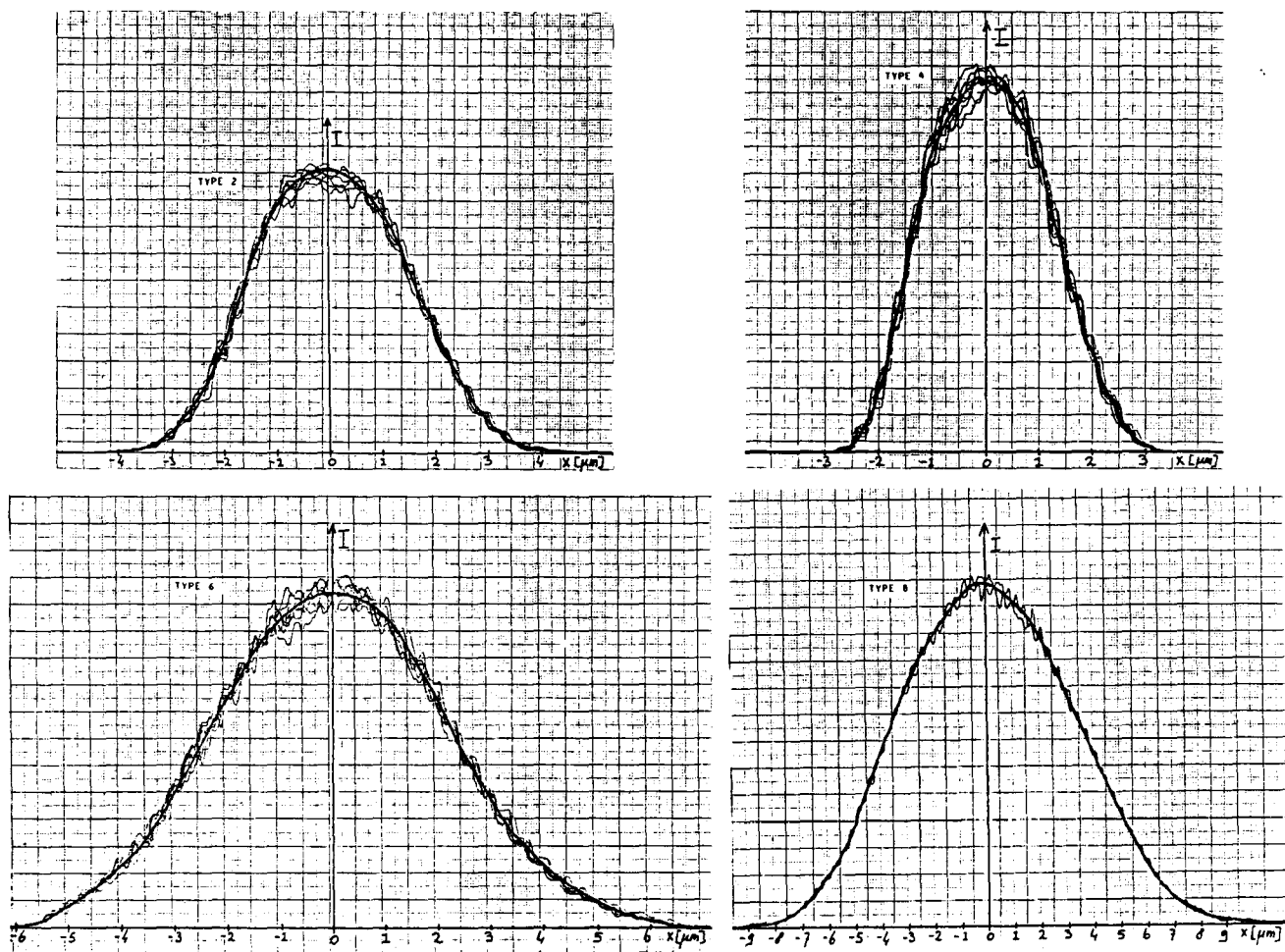


Fig. 3.3: Voorbeelden van de gemeten intensiteitsverdelingen op de spiegel. De bijbehorende verre-veldverdelingen zijn te vinden in fig. 2.2.

In fig. 3.4 is het verloop van $R(z)$ voor de in fig. 3.1 geschetste bundels weergegeven. In deze figuur is te zien dat de fasefronten in de waist vlak zijn ($R \rightarrow \infty$). Vervolgens neemt de kromming van de fasefronten snel toe met z om na het punt $z = z_0$ weer af te nemen. Op grote afstand van de waist geldt bij benadering $R = z$ en lijken de fasefronten van een punt midden op de waist te komen.

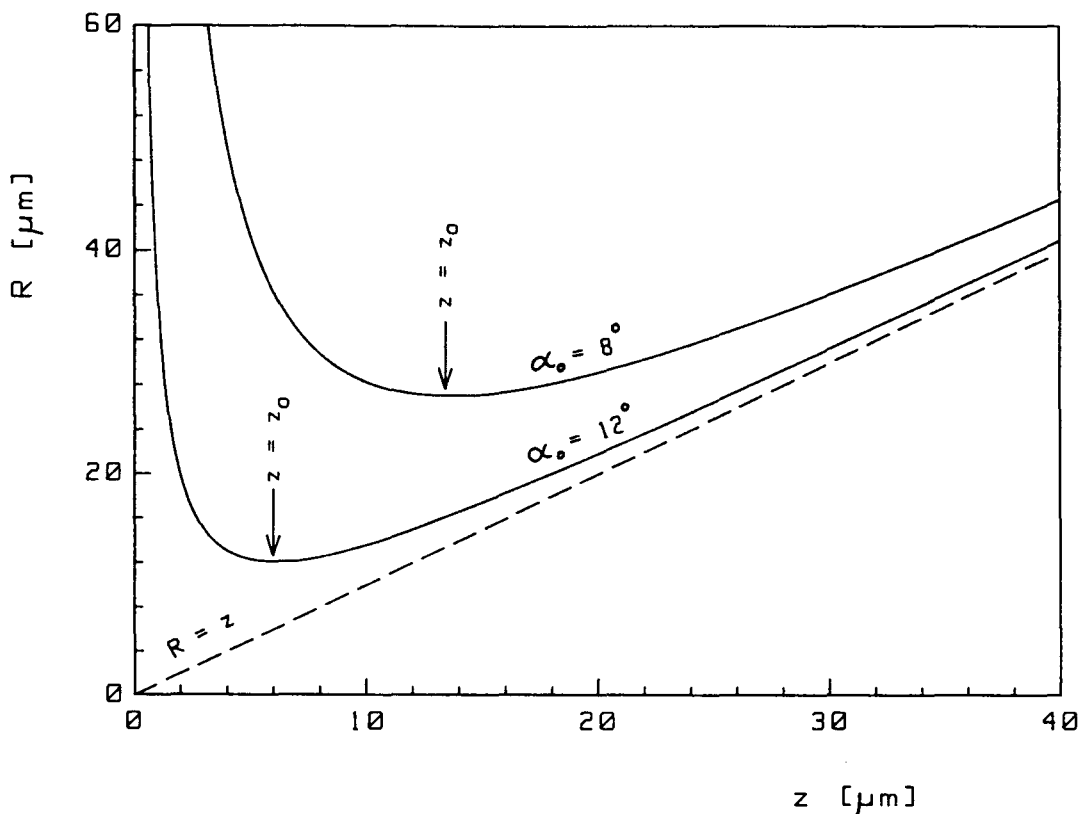


Fig. 3.4: Het verloop van $R(z)$ voor de in fig. 3.1 geschetste bundels ($\lambda = 825 \text{ nm}$).

Het punt z_0 , waar een minimum in $R(z)$ optreedt, wordt gegeven door:

$$z_0 = \lambda / \pi \alpha_0^2 \tag{3.2}$$

De afstand z_0 wordt ook wel de 'waistlengte' of 'Rayleighlengte' van de bundel genoemd (de waistlengte is een handige maat om de z -as mee te normeren).

Het punt $z = z_0$ kan worden gebruikt om een gaussische bundel op te splitsen in twee gebieden: het 'nabije' gebied ($z < z_0$) en het 'verre' gebied ($z > z_0$). Een laser, waarvan de spiegel zich in het nabije gebied bevindt, gedraagt zich anders dan een laser met de spiegel in het verre gebied (hierover meer in de volgende paragraaf).

Met behulp van (B14) kan uit het astigmatisme en de uittreehoek de

kromtestraal van de fasefronten op de spiegel (R_{sp}) worden bepaald ($R_{sp} = R(A.D.)$). Tabel 3.2 bevat de op deze manier geschatte kromtestralen van de lasers uit tabel 3.1. In het algemeen blijken de fasefronten op de spiegel bij een PB-laser het meest gekromd te zijn.

type	$2\alpha_0$ [$^\circ$] (gemeten)	A.D. [μm] (gemeten)	R_{sp} [μm] (geschat)
1 (SAS)	11.6 ± 0.5	16 ± 4	65 ± 15
2 (SAS)	13.0 ± 0.4	13 ± 2	45 ± 12
3 (SAS)	13.2 ± 0.2	11.5 ± 1	45 ± 5
4 (SAS)	15.7 ± 0.2	5 ± 2	50 ± 20
5 (SAS)	17.2 ± 0.8	13 ± 2	24 ± 3
6 (SAS)	19 ± 1.5	22 ± 2	26 ± 3
7 (PB)	27 ± 1.5	26 ± 2	26 ± 3
8 (PB)	28 ± 1.5	24 ± 2	25 ± 2

Tabel 3.2: Overzicht geschatte kromtestralen van de golffronten aan de spiegel voor 8 typen lasers.

In tabel 3.3 is van elk type laser bepaald of deze zich met de spiegel in het nabije (A.D. $< z_0$) of het verre (A.D. $> z_0$) gebied van de bundel bevindt. Uit deze tabel blijkt dat SAS-lasers zich over het algemeen in het nabije gebied bevinden, terwijl PB-lasers zich in het verre gebied bevinden.

type	z_0 [μm]	A.D. [μm]	Gebied
1 (SAS)	25 ± 3	16 ± 4	nabij
2 (SAS)	20 ± 2	13 ± 2	nabij
3 (SAS)	20 ± 1	11.5 ± 1	nabij
4 (SAS)	14 ± 0.5	5 ± 2	nabij
5 (SAS)	12 ± 2	13 ± 2	ver/nabij
6 (SAS)	10 ± 2	22 ± 2	ver
7 (PB)	4.8 ± 0.5	26 ± 2	ver
8 (PB)	4.5 ± 0.5	24 ± 2	ver

Tabel 3.3: Overzicht gebieden waarin de diverse typen lasers zich bevinden (zie tekst).

3.4: De invloed van het interne veld op het verre veld.

3.4.1: Inleiding.

In de vorige twee paragrafen is het mogelijk gebleken uit een meting van het astigmatisme en de laterale uittreehoek van een laser de breedte van de intensiteitsverdeling en de kromtestraal van fasefronten op de spiegel te bepalen. Deze laten zich vertalen naar de breedte van de laterale intensiteitsverdeling en de (gemiddelde) kromtestraal van de laterale fasefronten in de laser volgens [5]:

$$w_{\text{int}} = w_{\text{sp}} \equiv w \quad (3.2a)$$

$$R_{\text{int}} \approx nR_{\text{sp}} \quad (3.2b)$$

met: w_{int} = de halve e^{-2} -intensiteitsbreedte van de laterale intensiteitsverdeling in de laser,

R_{int} = de (gemiddelde) kromtestraal in laterale richting van de fasefronten in de laser,

n = de (gemiddelde) brekingsindex van het lasermateriaal
($n \approx 3.5$).

Met behulp van de gaussische bundelbenadering en vergelijking (3.2) is het in principe mogelijk om de invloed van w en R_{int} op het astigmatisme en de laterale uittreehoek van de laserbundel bij benadering vast te stellen. Hiertoe kunnen de vergelijkingen (B14) en (B15) met $z = A.D.$ worden omgerekend in:

$$A.D. = \frac{\pi^2 R_{sp} w^4}{\lambda^2 R_{sp}^2 + \pi^2 w^4} \quad (3.3a)$$

$$\alpha_0^2 = \frac{\lambda}{\pi \sqrt{A.D. (R_{sp} - A.D.)}} \quad (3.3b)$$

In de komende subparagrafen zal de invloed van w en R_{int} op het astigmatisme en de laterale uittreehoek van de laserbundel nader worden bestudeerd.

3.4.2: De invloed van het interne veld op de uittreehoek.

In fig. 3.5 is $2\alpha_0$ als functie van $2w$ uitgezet voor verschillende waarden van R_{int} . Bovendien is de bij het punt $z = z_0$ behorende curve weergegeven die fig. 3.5 verdeeld in het 'verre' gebied ($z > z_0$) en het 'nabije' gebied ($z < z_0$). Ook de in tabel 3.1 vermelde meetwaarden zijn in de figuur aangegeven.

In fig. 3.5 worden enkele verschillen duidelijk tussen het nabije en het verre gebied.

Het nabije gebied kenmerkt zich door een relatief kleine veldbreedte met relatief vlakke fasefronten. Het gedrag van de laser is in dit gebied enigzins te vergelijken met het gedrag van een smalle spleet die wordt belicht door een puntbron op grote afstand van de spleet. Het versmallen van de spleet (lees: het smaller worden van de veldbreedte) zal de buiging doen toenemen en resulteert in een grotere uittreehoek van het licht uit de spleet. Omdat de puntbron zich op relatief grote afstand van de spleet bevindt zal door het verkleinen

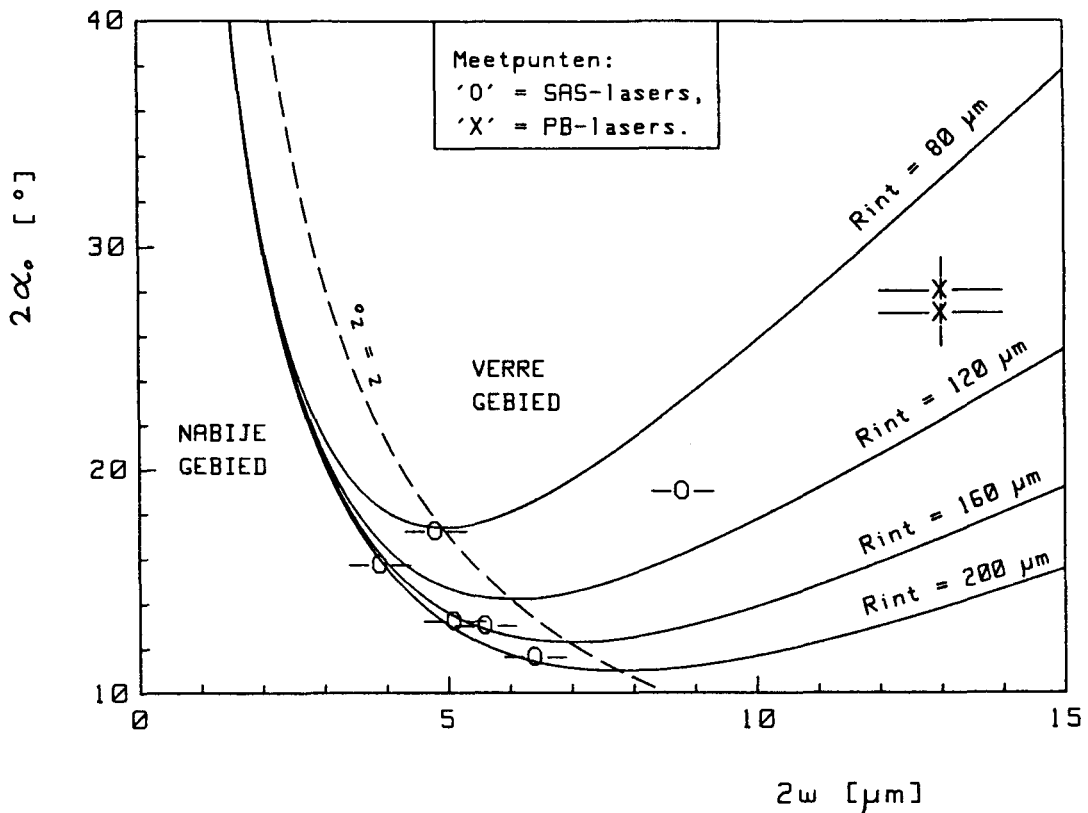


Fig. 3.5: De uitreehoek als functie van $2w$ voor verschillende waarden van de kromtestraal van de fasefronten in de laser ($\lambda = 825$ nm). De bij $z = z_0$ behorende stippellijn verdeelt de figuur in het 'verre' gebied (rechts van de stippellijn) en het 'nabije' gebied (links van de stippellijn). De meetwaarden van tabel 3.1 zijn in de figuur aangegeven.

van de afstand tot de spleet (lees: het krommer worden van de fasefronten) de uitreehoek van het licht in slechts geringe mate toenemen.

Het verre gebied kenmerkt zich door een relatief grote veldbreedte met relatief kromme fasefronten. Het gedrag van de bundel in dit gebied is enigszins te vergelijken met het gedrag van een brede spleet waarachter op korte afstand een puntbron is geplaatst. Wanneer de puntbron dichterbij de spleet wordt geplaatst (lees: wanneer de kromming van de fasefronten toeneemt) zal de uitreehoek van de bundel uit de spleet

sterk toenemen. Het verbreden van de spleet (lees: het toenemen van de veldbreedte) heeft nu tot gevolg dat de uittreehoek van de bundel toeneemt.

De invloed van R_{int} op de laterale uittreehoek is dus in beide gebieden gelijk: vlakkere fasefronten hebben een kleinere uittreehoek tot gevolg (hoewel de invloed van R_{int} bij kleine intensiteitsbreedtes gering is). De invloed van de intensiteitsbreedte op de uittreehoek is in beide gebieden echter tegengesteld: een versmalling van het veld in de laser heeft in het nabije gebied een vergroting en in het verre gebied een verkleining van de uittreehoek tot gevolg.

De oorzaak van de versmalling van de laterale uittreehoek bij hoge outputvermogens, die zowel bij SAS-lasers als bij PB-lasers optreedt (zie tabel 2.1), moet dan ook waarschijnlijk worden gezocht in een vervlakking van de fasefronten in de laser.

3.4.3: De invloed van het interne veld op het astigmatisme.

In fig. 3.6 is de invloed van de interne veldverdeling op het astigmatisme geschetst. In deze figuur zijn tevens de in tabel 3.1 vermelde meetwaarden aangegeven. Voor grote waarden van de intensiteitsbreedte wordt het astigmatisme vooral bepaald door de kromtestraal van de fasefronten in de laser. Voor kleinere waarden van $2w$ wordt de invloed van de kromtestraal snel kleiner en wordt het astigmatisme vooral bepaald door de intensiteitsbreedte in de laser.

Het lage astigmatisme van een SAS-laser wordt dan ook bijna volledig veroorzaakt door het smalle veld in dit type laser.

Ook wat betreft het astigmatisme is er een verschil in gedrag tussen lasers die zich in het verre gebied bevinden en lasers die zich in het nabije gebied bevinden, zoals blijkt uit fig. 3.7.

In deze figuur is te zien dat van een laser die zich in het verre gebied bevindt het astigmatisme bijna lineair toeneemt met de kromtestraal van de laser. Dit is niet zo verwonderlijk wanneer men bedenkt dat de fasefronten ver van de waist uit een punt midden op de waist lijken te komen (zie fig. 3.4).

Van een laser in het nabije gebied zal het astigmatisme echter afnemen met vlakker wordende fasefronten in de laterale richting. Bovendien is de invloed van veranderingen in de kromtestraal op het astigmatisme in

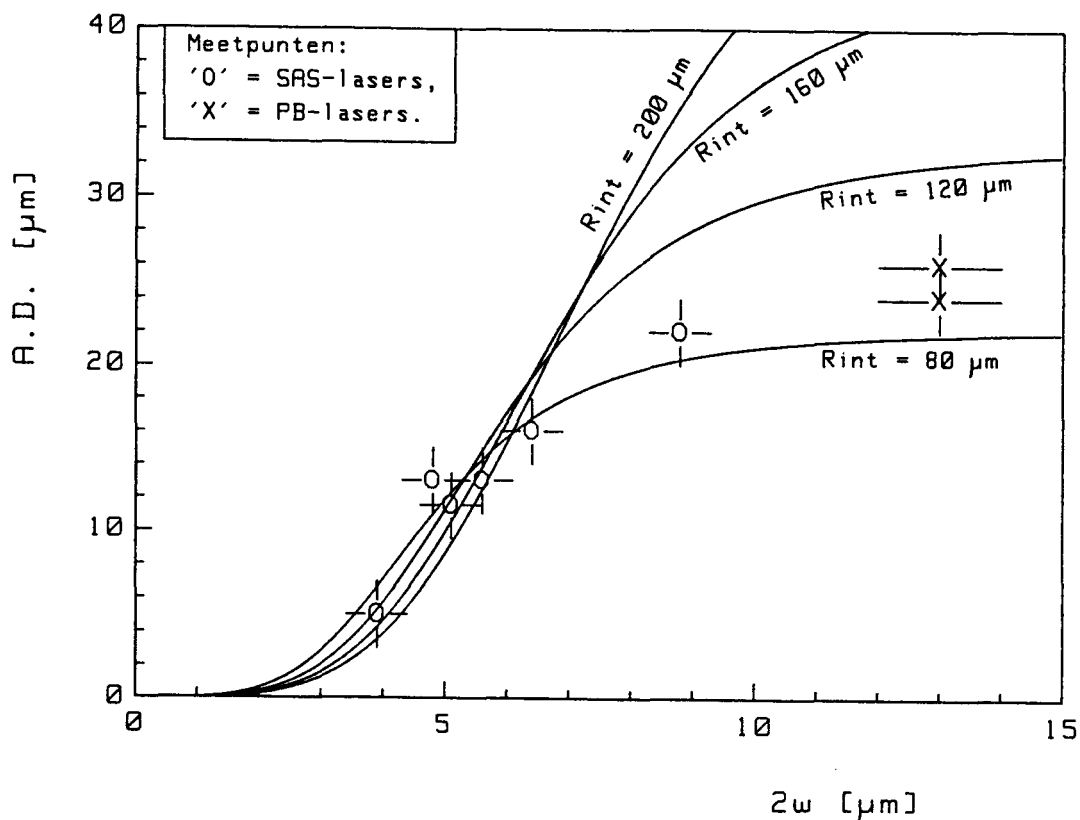


Fig. 3.6: De invloed van $2w$ en R_{int} op het astigmatisme ($\lambda = 825 \text{ nm}$). De in tabel 3.1 vermelde meetwaarden zijn in de figuur aangegeven.

dit gebied geringer, zoals in feite al te zien was in fig. 3.4 en fig. 3.6.

Nu is ook te begrijpen waarom een versmalling van de uitreehoek met toenemend vermogen bij een PB-laser gepaard gaat met een toename van het astigmatisme en bij een SAS-laser met een afname (zie tabel 2.1).

In beide typen lasers is er bij toenemend vermogen sprake van een vervlakking van de fasefronten, waarbij een SAS-laser zich in het nabije gebied bevindt en een PB-laser in het verre gebied.

Een belangrijk aspect van fig. 3.7 is het feit dat het astigmatisme bij een bepaalde veldbreedte gebonden is aan een maximum dat niet overschreden wordt, hoe vlak of hoe krom de fasefronten in de laser ook zijn.

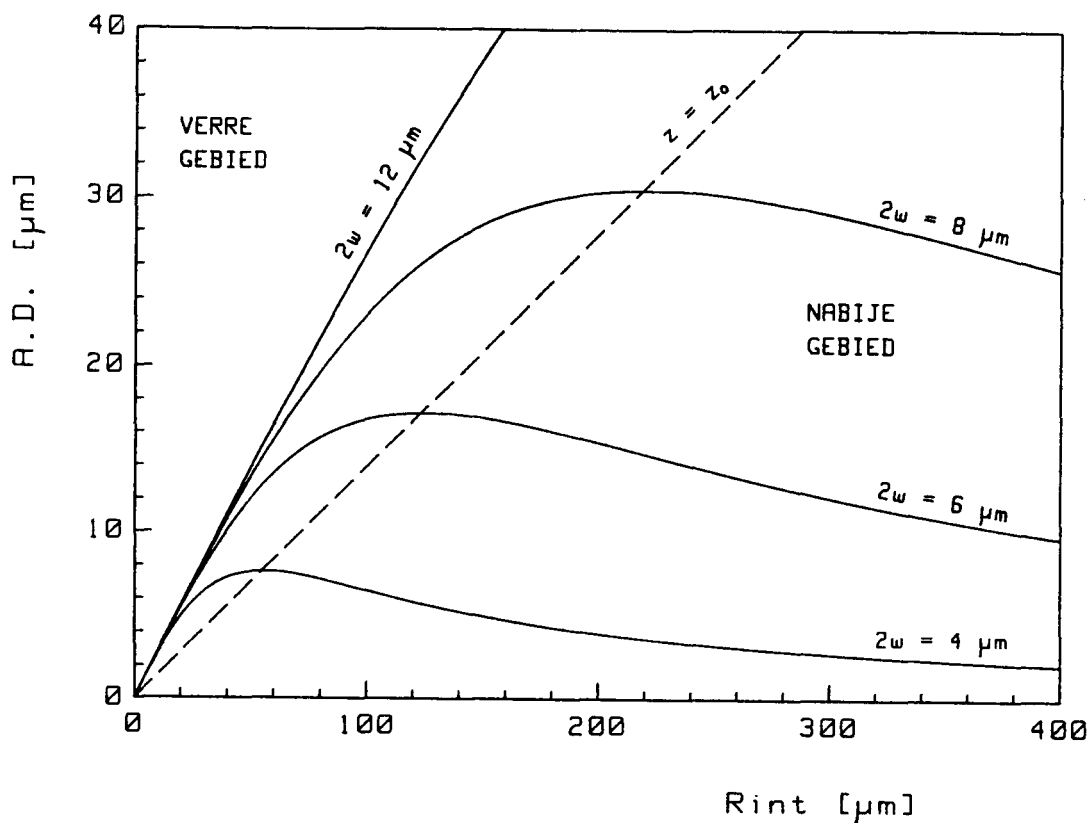


Fig. 3.7: Het astigmatisme als functie van de interne kromtestraal voor verschillende waarden van $2w$.

3.5: Samenvatting.

In dit hoofdstuk is m.b.v. de gaussische bundelbenadering de invloed van de interne veldverdeling op het astigmatisme en de laterale uittreehoek geschetst. Enkele belangrijke conclusies uit dit hoofdstuk luiden:

- Het astigmatisme van een SAS-laser wordt voornamelijk bepaald door de veldbreedte in de laser, terwijl het astigmatisme van een PB-laser voornamelijk wordt bepaald door de kromming van de fasefronten in de laser.

- Het op het eerste gezicht tegengestelde gedrag van PB-lasers en SAS-lasers bij toenemend outputvermogen (zie tabel 2.1) berust waarschijnlijk op een vervlakking van de fasefronten bij toenemend vermogen in beide typen lasers.

Als logisch gevolg op dit hoofdstuk zal nu de veldverdeling in de laser worden bestudeerd. Hierbij staan de volgende vragen centraal:

- Waardoor wordt de laterale veldbreedte in de laser bepaald?
- Waardoor wordt de (gemiddelde) kromtestraal van de fasefronten bepaald?

In hoofdstuk 5 zal getracht worden een antwoord te vinden op de eerste vraag, terwijl de tweede vraag zal worden bestudeerd in hoofdstuk 6. Hierna zullen de resultaten van bovengenoemde hoofdstukken worden samengevoegd met de in dit hoofdstuk beschreven gaussische bundelbenadering om te kijken hoe e.e.a kan worden toegepast op het ontwerp van SAS-lasers.

Voordat met dit alles kan worden begonnen is het echter eerst noodzakelijk om wat dieper in te gaan op een methode die veel wordt toegepast om de veldverdeling in de laser te bepalen: de 'effectieve index methode'. Bij de bestudering van deze methode komt tevens de loodrechte veldverdeling aan bod.

4: DE EFFECTIEVE INDEX METHODE EN DE LOODRECHTE VELDVERDELING.

4.1: Inleiding.

In dit hoofdstuk zal een methode worden besproken waarmee de veldvergelijkingen voor de loodrechte en de laterale veldverdeling in een p-n-heterojunctielaser kunnen worden gesepareerd: 'de effectieve index methode'. Bovendien wordt in par. 4.4 de loodrechte veldverdeling in een drielaagse diëlektrische golfgeleider bepaald. Deze is bij benadering gelijk aan de loodrechte veldverdeling in een p-n-heterojunctielaser (zie later).

Eerst zal in par. 4.3 echter het verloop van de brekingsindex in een p-n-heterojunctielaser worden bestudeerd en wordt in par. 4.2 een opsomming van de basisvergelijkingen gegeven, waarmee de veldverdeling in de laser kan worden bepaald. Daarnaast wordt in de laatstgenoemde paragraaf een nieuwe grootheid geïntroduceerd, die vaak wordt gebruikt in het vakgebied van de laserfysica: de 'gaincoëfficiënt'.

4.2: De basisvergelijkingen.

De Maxwellvergelijkingen in een bronvrije halfgeleider met $\mu \simeq \mu_0$ luiden:

$$\vec{\nabla}_x \vec{E} = -\mu_0 \partial \vec{H} / \partial t \quad (4.1a)$$

$$\vec{\nabla}_x \vec{H} = \epsilon_0 \epsilon \partial \vec{E} / \partial t \quad (4.1b)$$

$$\vec{\nabla} \cdot (\epsilon_0 \epsilon \vec{E}) = 0 \quad (4.1c)$$

$$\mu_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0 \quad (4.1d)$$

met: ϵ = de relatieve diëlektrische constante,
 ϵ_0 = de diëlektrische constante in vacuüm.

Hieruit zijn de volgende golfvergelijkingen af te leiden [3]:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon (\partial^2 \vec{E} / \partial t^2) + \vec{\nabla} [\vec{E} \cdot \vec{\nabla} \{\ln(\epsilon_0 \epsilon)\}] = 0 \quad (4.2a)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon (\partial^2 \vec{H} / \partial t^2) + \vec{\nabla} \{ \ln(\epsilon_0 \epsilon) \} \times (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = 0 \quad (4.2b)$$

Voor niet te grote variaties in ϵ kan de laatste term in het linkerlid van bovenstaande vergelijkingen worden verwaarloosd:

$$\vec{\nabla}^2 \vec{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon (\partial^2 \vec{E} / \partial t^2) = 0 \quad (4.3a)$$

$$\vec{\nabla}^2 \vec{H} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon (\partial^2 \vec{H} / \partial t^2) = 0 \quad (4.3b)$$

Het verband tussen de relatieve diëlektrische constante ϵ en de brekingsindex n wordt gegeven door:

$$\epsilon = n^2 \quad (4.4)$$

$$\text{met: } n = n_r + i n_i,$$

$$\epsilon = \epsilon_r + i \epsilon_i.$$

Het imaginaire deel van n_i wordt vaak uitgedrukt in de absorptiecoëfficiënt α . Deze wordt gegeven door:

$$\alpha = 2k n_i \quad (4.5)$$

$$\text{met: } k = \text{de golfvector in vacuum.}$$

Een positieve absorptiecoëfficiënt betekent absorptie; een negatieve absorptiecoëfficiënt versterking. Omdat er bij laserwerking juist sprake is van versterking in plaats van absorptie wordt ook veel gebruik gemaakt van de gaincoëfficiënt g . Deze wordt gegeven door:

$$g = -\alpha \quad (4.6)$$

4.3: Het laterale brekingsindexverloop.

4.3.1: Inleiding.

In de actieve laag van een p-n-heterojunctielaser zijn in de loodrechte richting een tweetal brekingsindexstappen aangebracht doordat de cladding lagen een lagere brekingsindex hebben dan de

aktieve laag. Deze brekingsindexstappen zijn van de grootte-orde 10^{-1} . Naast deze brekingsindexstappen is er nog sprake van (kleine) brekingsindexvariatiës t.g.v. temperatuursverschillen en variatiës in de ladingsdragersconcentratie (hiermee wordt bedoeld: de elektronenconcentratie in de geleidingsband en de gatenconcentratie in de valentieband).

Voor al de brekingsindexvariatiës in de laterale richting zijn van belang, omdat de dimensies van een p-n-heterojunctielaser in de loodrechte richting voldoende klein zijn om de temperatuur en de ladingsdragersconcentratie in deze richting als constant te beschouwen.

Bovendien treden variatiës in de ladingsdragersconcentratie voornamelijk op in de aktieve laag omdat hier de ladingsdragers zich ophopen en via drift en diffusie verspreiden. De ladingsdragersconcentratie in de claddinglagen is nagenoeg constant en wordt vooral bepaald door de mate waarin deze lagen gedoteerd zijn.

De analyse van het laterale brekingsindexverloop kan dan ook worden opgesplitst in een analyse van het brekingsindexverloop in de aktieve laag en een analyse van het brekingsindexverloop in de claddinglagen. De aktieve laag zal hierbij telkens aangeduid worden met een '1', de cladding lagen met een '2'.

4.3.2: Het ladingsdragersprofiel.

Wanneer in dit verslag gesproken wordt van 'het ladingsdragersprofiel' wordt hiermee zowel de verdeling van elektronen in de geleidingsband als de verdeling van gaten in de valentieband bedoeld. Vanwege de neutraliteitsconditie zullen zich in de (intrinsieke) aktieve laag namelijk overal even veel gaten als elektronen bevinden [11], zodat de ladingsdragersverdeling voor beide typen ladingsdragers nagenoeg dezelfde vorm heeft.

De ladingsdragersverdeling in de aktieve laag komt via een tweetal processen tot stand.

Allereerst is er sprake van stroomspreiding in het gebied tussen de stripe en de aktieve laag (dus in de p-claddinglaag). Een model voor deze stroomspreiding is o.a. te vinden in [9]. De spreiding van de stroom en daarmee de uiteindelijke breedte van het ladingsdragersprofiel zal groter worden naarmate de dikte van de p-claddinglaag toeneemt.

Daarnaast is er sprake van drift en diffusie van ladingsdragers in de actieve laag. Een eenvoudig diffusiemodel, dat tevens gebruik maakt van het hierboven reeds genoemde stroomspreidingsmodel, is te vinden in [2]. Uit dit model blijkt dat de ladingsdragersverdeling \cosh^{-2} -vormig is. In fig. 4.1 is een ladingsdragersprofiel weergegeven, zoals het door dit model wordt voorspeld.

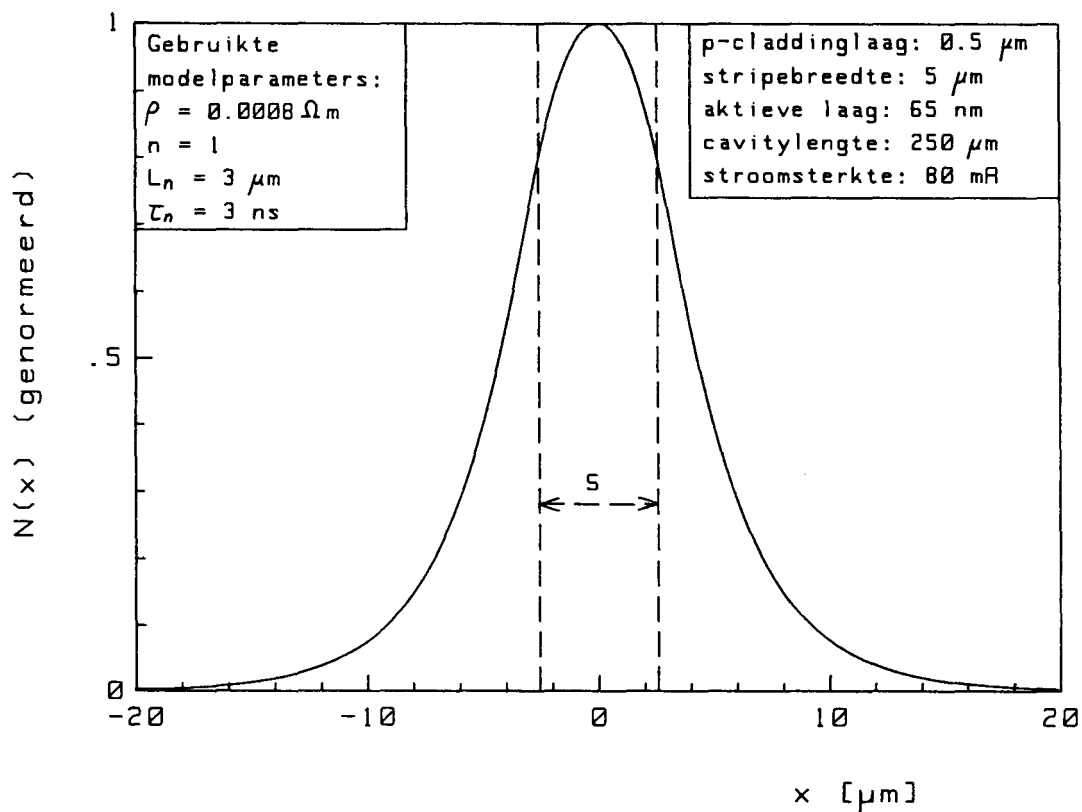


Fig. 4.1: Voorbeeld van een (genormeed) ladingsdragersprofiel, zoals voorspeld door het diffusiemodel in [2]. De gebruikte modelparameters zijn in de figuur aangegeven (hierbij is de notatie van [2] aangehouden). Bovendien is met stippellijnen de stripebreedte S aangegeven.

4.3.3: Het brekingsindexverloop in de actieve laag.

Het brekingsindexverloop in de actieve laag (laag nummer 1) wordt gegeven door:

$$n_1(x) = n_{1,r} + \Delta n_q(x) + \Delta n_t(x) - i\{g(x)/2k\} \quad (4.7)$$

De eerste term in het rechterlid is gelijk aan de reële brekingsindex van een ongepompte actieve laag ($n_{1,r} \approx 3.6$ [2]).

De tweede term beschrijft variaties in het reële deel van de brekingsindex die het gevolg zijn van variaties in de laterale ladingsdragersconcentratie. Deze zijn negatief en bij benadering lineair met de ladingsdragersconcentratie [5], zodat $\Delta n_q(x)$ een 'dip' in de brekingsindex beschrijft. Deze 'dip' in het verloop van de reële brekingsindex is van de orde 10^{-3} [5].

De derde term in het rechterlid van (4.7) beschrijft variaties in het reële deel van n_1 t.g.v. temperatuursvariaties. Deze zijn van de orde $+5 \cdot 10^{-4}$ per Kelvin [5]. De temperatuur recht onder de stripe zal bij laserwerking iets hoger zijn dan de temperatuur in ongepompte gebieden, zodat $\Delta n_t(x)$ een 'bult' in het verloop van de reële brekingsindex beschrijft.

Temperatuur-, en ladingsdragerseffecten werken elkaar dus tegen en zijn bovendien ongeveer van dezelfde grootte-orde, zodat erg moeilijk te schatten is of de resultante van beide effecten positief dan wel negatief zal zijn.

De laatste term in het rechterlid van (4.7) beschrijft het laterale verloop van het imaginaire deel van de brekingsindex in de actieve laag, uitgedrukt in de gaincoëfficiënt g . Deze is afhankelijk van de ladingsdragersconcentratie.

In gebieden met een lage ladingsdragersconcentratie is de actieve laag bij de golflengte van de laserbundel sterk absorberend (de lasergolflengte van de laserbundel is namelijk ongeveer gelijk aan de band-gap van de actieve laag). De gaincoëfficiënt is hier dus negatief.

Een verhoging van de ladingsdragersconcentratie heeft een toename van de kans op gestimuleerde emissie tot gevolg, die kan worden vertaald in een toename van de gaincoëfficiënt bij de lasergolflengte. Een tweede effect van een verhoging van de ladingsdragersconcentratie is het toenemen van de vrije ladingsdragersabsorptie, met als gevolg een afname van de gaincoëfficiënt. Beide effecten zijn bij benadering lineair afhankelijk van de ladingsdragersconcentratie, waarbij de afname van de gaincoëfficiënt t.g.v. vrije ladingsdragersabsorptie

veel kleiner is dan de toename van de gaincoëfficiënt t.g.v. interbandprocessen [2,5]. De som van beide effecten is dan ook een bij benadering lineaire stijging van de gaincoëfficiënt met de ladingsdragersconcentratie, zodat er in de actieve laag sprake is van een \cosh^{-2} -vormig 'gainprofiel' $g(x)$.

In gebieden met een hoge ladingsdragersconcentratie wordt de laserbundel via gestimuleerde emissie versterkt zodat hier de gaincoëfficiënt positief is.

De variaties in $g(x)$ zijn van de orde 10^3 cm^{-1} [2]; de variaties in n_i zijn dus van de orde 10^{-2} .

4.3.4: Het brekingsindexverloop in de claddinglagen.

Het laterale verloop van de brekingsindex in de claddinglagen (genummerd 2) wordt gegeven door:

$$n_2(x) = n_{2,r} + \Delta n_t(x) + i\{\alpha_2/2k\} \quad (4.8)$$

De eerste term in het rechterlid is gelijk aan de reële brekingsindex van de claddinglagen ($n_{2,r} \approx 3.4$ [2]), terwijl de tweede term weer de temperatuurseffecten beschrijft.

Omdat de bandafstand van de claddinglagen groter is dan die van de actieve laag zal er in de claddinglagen geen interbandabsorptie plaatsvinden en is de absorptiecoëfficiënt α_2 in deze lagen bij de lasergolflengte klein (α_2 wordt voornamelijk bepaald door vrije ladingsdragersabsorptie en zal dus in de p-gedoteerde claddinglaag een iets grotere waarde hebben dan in de n-gedoteerde claddinglaag [1]).

4.3.5: Het verloop van de diëlektrische constante.

Bij veel berekeningen is het handiger om gebruik te maken van de relatieve diëlektrische constante i.p.v. de brekingsindex. De brekingsindex in de beide lagen wordt algemeen gegeven door:

$$n(x) = (n_r + \Delta n_r(x)) + i n_i(x) \quad (4.9)$$

Hierbij geldt dat $n_i(x)$ en $\Delta n_r(x)$ van de orde 10^{-3} tot 10^{-2} zijn.

terwijl n_r ongeveer gelijk is aan 3.5.

Uit (4.4) volgt dat ϵ gegeven wordt door:

$$\epsilon(x) = (\epsilon_r + \Delta\epsilon_r(x)) + i\epsilon_i(x) \quad (4.10)$$

$$\text{met: } \epsilon_r = n_r^2,$$

$$\Delta\epsilon_r(x) = 2n_r\Delta n_r(x) + \Delta n_r(x)^2 - n_i(x)^2,$$

$$\epsilon_i(x) = 2n_r n_i(x) + 2\Delta n_r(x) n_i(x).$$

Wanneer de grootte-orde van de diverse parameters worden beschouwd kunnen de volgende benaderingen worden gemaakt:

$$\Delta\epsilon_r(x) \approx 2n_r\Delta n_r(x) \quad (4.11a)$$

$$\epsilon_i(x) \approx 2n_r n_i(x) \quad (4.11b)$$

Het verloop van de relatieve diëlektrische constante in de lagen wordt dus bij benadering gegeven door:

$$\epsilon_1(x) \approx n_{1,r} \{n_{1,r} + 2(\Delta n_q(x) + \Delta n_t(x))\} - i n_{1,r} g(x)/k \quad (4.12a)$$

$$\epsilon_2(x) \approx n_{2,r} \{n_{2,r} + 2\Delta n_t(x)\} + i n_{2,r} \alpha_2/k \quad (4.12b)$$

4.3.6: Conclusie.

Uit bovenstaande beschouwing blijkt dat de laterale brekingsindex-variatiëes een factor 10 tot 100 kleiner zijn dan de loodrecht aangebrachte brekingsindexstappen. Dit betekent dat voor de bepaling van de veldverdeling in de laser de 'effectieve indexmethode' kan worden gebruikt. Als inleiding op deze methode zullen eerst de laterale brekingsindexvariatiëes worden verwaarloosd en zal de loodrechte veldverdeling in een drielaagse diëlektrische golfgeleider zonder laterale brekingsindexvariatiëes worden bepaald.

4.4: De drielaagse diëlektrische golfgeleider.

4.4.1: Inleiding.

Beschouw een diëlektrische golfgeleider die bestaat uit een actieve

laag met reële brekingsindex n_1 , die aan weerszijden wordt begrensd door twee cladding lagen met reële brekingsindex n_2 . De brekingsindex van de actieve laag is groter dan die van de cladding lagen (zie fig. 4.2).

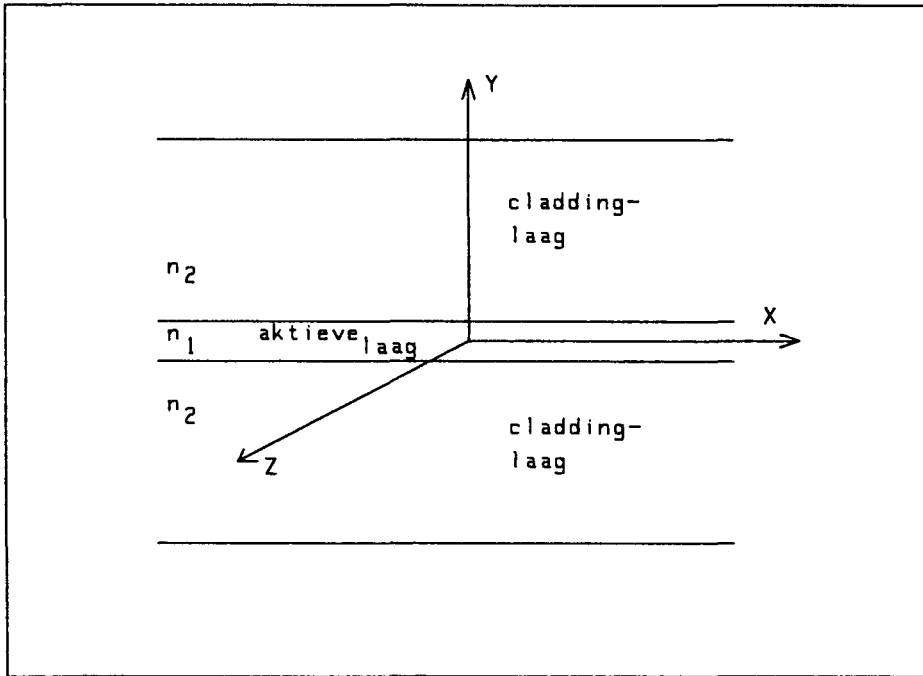


Fig. 4.2: De drielaagse dieëlektrische golfgeleider. Het in de tekst gebruikte assenstelsel is in de figuur aangegeven.

In de in fig. 4.2 geschetste lagenstructuur zijn alle afgeleiden naar x gelijk aan 0 (geen variaties in de x -richting). De oplossingen van de golfvergelijkingen kunnen in dat geval worden opgesplitst in twee soorten modes: TE-modes ($E_z = 0$) en TM-modes ($H_z = 0$). De oplossing van de veldverdeling voor TE-modes zal in de komende subparagraaf worden beschreven. De oplossing voor TM-modes gaat praktisch geheel analoog aan die voor TE-modes en zal in 4.4.3 kort worden besproken.

4.4.2: TE-modes.

De vergelijkingen (4.1a) en (4.1b) leveren met $\partial/\partial x = 0$ en $E_z = 0$: $E_y = H_x = 0$, zodat alleen de x -component van E overblijft.

Er wordt uitgegaan van een golf die zich met harmonische tijdafhan-
kelijkheid in de z-richting voortplant. Bovendien worden alleen modes
beschouwt die staande golven beschrijven tussen de beide spiegels. Dit
betekent dat de fasefronten in de z-richting equidistant moeten zijn,
zodat de z-component van de fasenelheid onafhankelijk is van y. Een
golf die aan deze voorwaarden voldoet heeft de vorm:

$$\psi(y, z, t) = \psi(y) e^{i\beta z + i\omega t} \quad (4.13)$$

met: β = de propagatieconstante in de z-richting.

De propagatieconstante in de z-richting wordt meestal uitgedrukt in
een 'effectieve brekingsindex':

$$\beta \equiv k n_{\text{eff}} \quad (4.14)$$

met: k = de golfvector in vacuüm,

n_{eff} = de effectieve brekingsindex.

Uitdrukking (4.13) met $\psi = E_x$ invullen in (4.3a) levert de volgende
golfvergelijking voor E_x in de drie lagen:

$$\partial^2 E_x / \partial y^2 + \xi_\alpha^2 E_x = 0 \quad (4.15)$$

met: $\xi_\alpha^2 = k^2 (n_\alpha^2 - n_{\text{eff}}^2)$,

$\alpha = 1, 2$

$k^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0$ (k = de golfvector in vacuüm).

Uit deze golfvergelijking kan E_x in principe worden opgelost. H_y en H_z
volgen dan uit (4.1a):

$$H_y = -(\beta / \omega \mu_0) E_x \quad (4.16a)$$

$$H_z = -(i / \omega \mu_0) \partial E_x / \partial y \quad (4.16b)$$

De algemene oplossing van (4.15) is van de vorm:

$$E_x = A e^{-i\xi_\alpha y} + B e^{i\xi_\alpha y} \quad (4.17)$$

Als de aktieve laag als golfgeleider fungeert moet ξ_2 imaginair zijn
en ξ_1 reeel, oftewel $n_2 < n_{\text{eff}} < n_1$. In dat geval kunnen de oplos-

singen van (4.15) onderverdeeld worden in even modes en oneven modes. Even modes zijn in de actieve laag van de vorm $\cos(\xi_1 y - \vartheta)$; oneven modes zijn in de actieve laag van de vorm $\sin(\xi_1 y - \vartheta)$ (de cosinus-, en sinusvormen volgen direct uit (4.17) met ξ_1 reëel). Omdat zal blijken dat in een p-n-heterojunctielaser alleen de 0^{de}-orde mode optreedt zullen de oneven modes verder buiten beschouwing worden gelaten. De elektrische veldverdeling voor een even mode in de drie lagen wordt gegeven door:

$$E_x = C_1 e^{\gamma y} + C_2 e^{-\gamma y} \quad ; \quad y \leq -d/2 \quad (4.18a)$$

$$E_x = C_3 \cos(\kappa y - \vartheta) \quad ; \quad -d/2 \leq y \leq d/2 \quad (4.18b)$$

$$E_x = C_4 e^{\gamma y} + C_5 e^{-\gamma y} \quad ; \quad y \geq d/2 \quad (4.18c)$$

$$\text{met: } \gamma = i\xi_2,$$

$$\kappa = \xi_1,$$

d = de dikte van de actieve laag.

Uit de integraalvorm van (4.1c) en (4.1d) volgt dat de normale component van \vec{E} en van \vec{H} continu moet zijn op de grensvlakken tussen de drie lagen [12]. Op eenzelfde manier volgt uit (4.1a) en (4.1b) dat de tangentiële component van \vec{E} en van \vec{H} continu moet zijn op de grensvlakken. De bovenstaande veldverdeling moet dus voldoen aan de volgende randvoorwaarden:

$$\lim_{y \rightarrow -\infty} (E_x) = 0 \quad (4.19a)$$

$$\lim_{y \uparrow \pm d/2} (E_x) = \lim_{y \downarrow \pm d/2} (E_x) \quad (4.19b)$$

$$\lim_{y \uparrow \pm d/2} (\partial E_x / \partial y) = \lim_{y \downarrow \pm d/2} (\partial E_x / \partial y) \quad (4.19c)$$

Randvoorwaarde (4.19b) waarborgt de continuïteit van E_x en H_y op de grensvlakken (zie (4.16a)), terwijl (4.19c) de continuïteit van H_z op de grensvlakken beschrijft (zie (4.16b)). Randvoorwaarde (4.19a) is triviaal.

Het is handiger om (4.19c) met (4.19b) te combineren:

$$\lim_{x \uparrow \pm d/2} (\partial E_x / E_x \partial y) = \lim_{x \downarrow \pm d/2} (\partial E_x / E_x \partial y) \quad (4.19d)$$

Uit (4.19a) volgt: $C_2 = C_4 = 0$.

Uit (4.19d) volgt dan:

$$\gamma = \kappa \tan(\kappa(d/2) - \vartheta) \quad (4.20a)$$

$$\gamma = \kappa \tan(\kappa(d/2) + \vartheta) \quad (4.20b)$$

Samen met (zie (4.15) en (4.18))

$$\gamma^2 = k^2(n_{\text{eff}}^2 - n_2^2) \quad (4.21a)$$

$$\kappa^2 = k^2(n_1^2 - n_{\text{eff}}^2) \quad (4.21b)$$

zijn dit vier vergelijkingen met 4 onbekenden (κ , γ , ϑ , en n_{eff}). Wat rekenwerk levert hieruit het stelsel:

$$\vartheta = 0 \quad (4.22a)$$

$$n_{\text{eff}}^2 = n_1^2 - \kappa^2 / k^2 \quad (4.22b)$$

$$(\gamma d/2) = (\kappa d/2) \tan(\kappa d/2) \quad (4.22c)$$

$$(\kappa d/2)^2 + (\gamma d/2)^2 = (\kappa d/2)^2 (n_1^2 - n_2^2) \quad (4.22d)$$

Met de uitdrukkingen (4.22c) en (4.22d) kunnen de parameters γ en κ worden bepaald. Hiertoe zijn deze uitdrukkingen in een dusdanige vorm geschreven dat zij curven beschrijven in het $\gamma d/2, \kappa d/2$ -vlak.

Vergelijking (4.22d) beschrijft een cirkel in het $\kappa d/2, \gamma d/2$ -vlak, terwijl (4.22c) de periodieke functie $x \tan(x)$ in dit vlak beschrijft.

De snijpunten van deze functie met de cirkel vormen de κ, γ -paren van de even TE-modes in de actieve laag. Deze punten zijn grafisch dan wel iteratief m.b.v. een computer te bepalen (zie fig. 4.3). Elke (even) mode wordt genummerd met een (even) modenummer m . Dit nummer geeft het aantal nulpunten van de veldverdeling in de actieve laag aan [1].

Een belangrijk aspect van fig. 4.3 is het feit dat er bij een steeds kleiner wordende straal van de cirkel slechts één snijpunt overblijft: de 0^{de}-orde mode. Dit verklaart het feit dat er in een p-n-hetero-

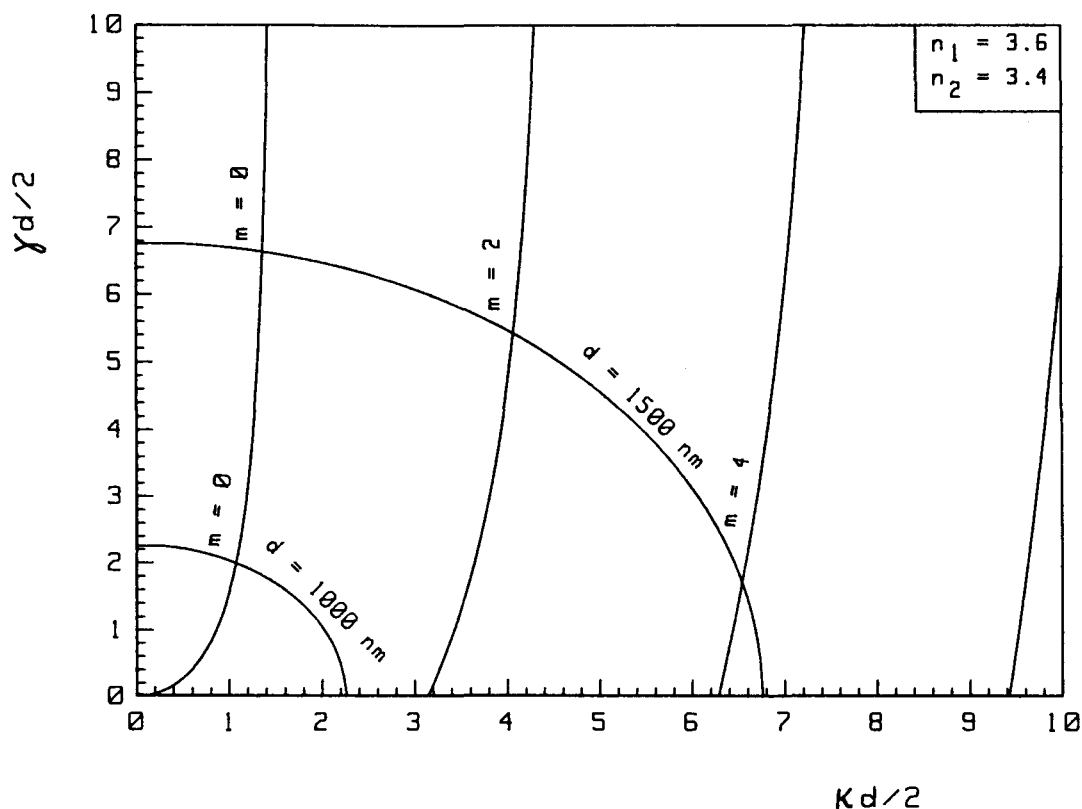


Fig. 4.3: De grafische weergave van de vergelijkingen (4.22c) en (4.22d). De snijpunten van de curven met de cirkel vormen de even TE-modes in de actieve laag. Deze zijn genummerd met een modenummer m .

junctielaser alleen sprake is van de 0^{de}-orde mode: de straal van de cirkel in fig. 4.3 is vanwege de dunne actieve laag zeer klein (zie 4.22d), zodat alleen de 0^{de}-orde mode als snijpunt van de curven in fig. 4.3 overblijft.

Nu de parameters γ en κ bekend zijn volgt de effectieve brekingsindex rechtstreeks uit (4.22b). Met behulp van randvoorwaarde (4.19b) kunnen tenslotte de constanten C_1 en C_5 worden uitgedrukt in C_3 :

$$C_1 = C_3 \cos(\kappa d/2) e^{\gamma d/2} \quad (4.23a)$$

$$C_5 = C_3 \cos(\kappa d/2) e^{\gamma d/2} \quad (4.23b)$$

De elektrische veldverdeling in de drie lagen wordt dus gegeven door:

$$E_x = C_3 \cos(\kappa d/2) e^{\gamma(y+d/2)} \quad ; \quad y \leq -d/2 \quad (4.24a)$$

$$E_x = C_3 \cos(\kappa y) \quad ; \quad -d/2 \leq y \leq d/2 \quad (4.24b)$$

$$E_x = C_3 \cos(\kappa d/2) e^{-\gamma(y-d/2)} \quad ; \quad y \geq d/2 \quad (4.24c)$$

De optische intensiteitsverdeling, die volgt uit (4.24), is voor een lagenstructuur met $n_1 = 3.6$, $n_1 - n_2 = 0.24$, $d = 70$ nm en $\lambda = 825$ nm geschetst in fig. 4.4 (dit zijn typische waarden voor een SAS-laser).

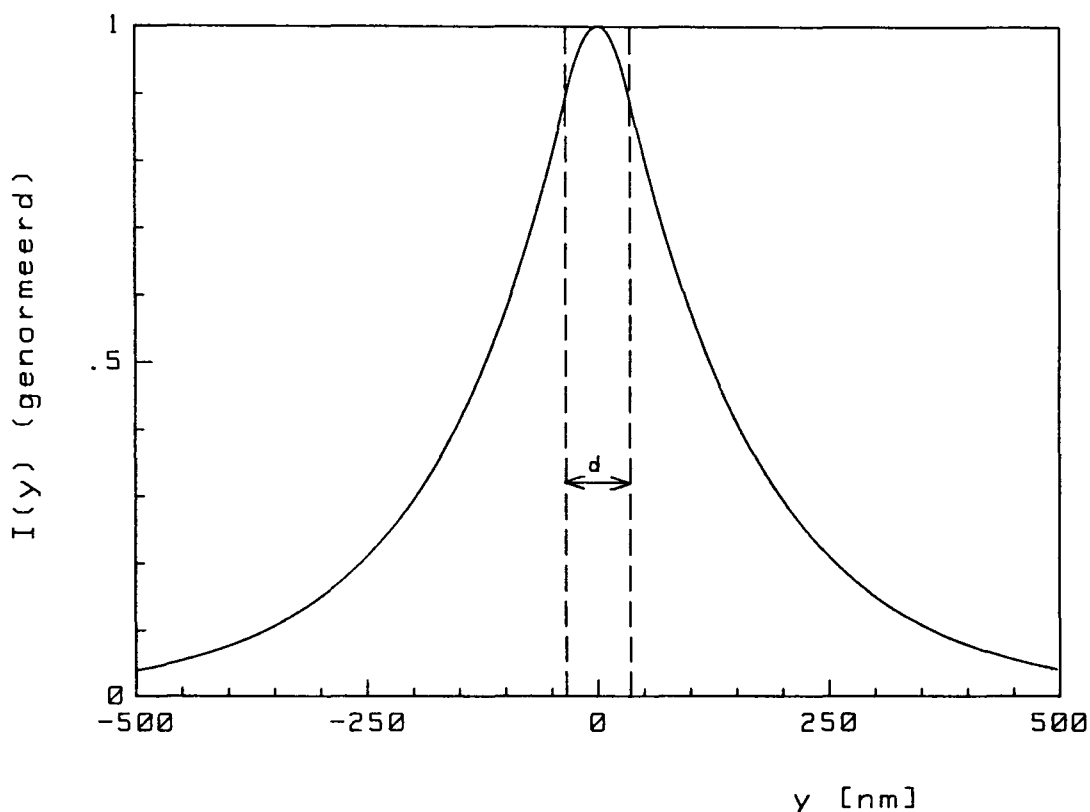


Fig. 4.4: $I(y)$ voor de in de tekst vermelde parameterwaarden.

In fig. 4.5 is voor dezelfde waarden van de brekingsindices en de golflengte de e^{-2} -breedte van de optische intensiteitsverdeling als functie van de dikte van de actieve laag geschetst. De intensiteitsverdeling zit voor grote waarden van d bijna geheel opgesloten in de actieve laag. De intensiteitsbreedte neemt hier dus af met een af-

nemende actieve laagdikte. Wanneer de dikte van de actieve laag onder een bepaalde waarde komt zal de veldverdeling echter steeds meer 'uitpuilen' in de cladding lagen en neemt de intensiteitsbreedte toe met afnemende d . Dit 'uitpuileffect' treedt op bij een bepaalde straal van de cirkel in figuur 4.3, dus op het moment dat de brekingsindexstap of de dikte van de golfgeleider onder een zekere waarde komt (zie (4.22d)).

Uit fig. 4.5 blijkt dat de intensiteitsbreedte bij een actieve laagdikte van 60 nm zeer klein is, zodat uit fig. 3.6 volgt dat de fasefronten op grote afstand van de laser in de loodrechte richting inderdaad vanuit een punt midden op de spiegel lijken te komen.

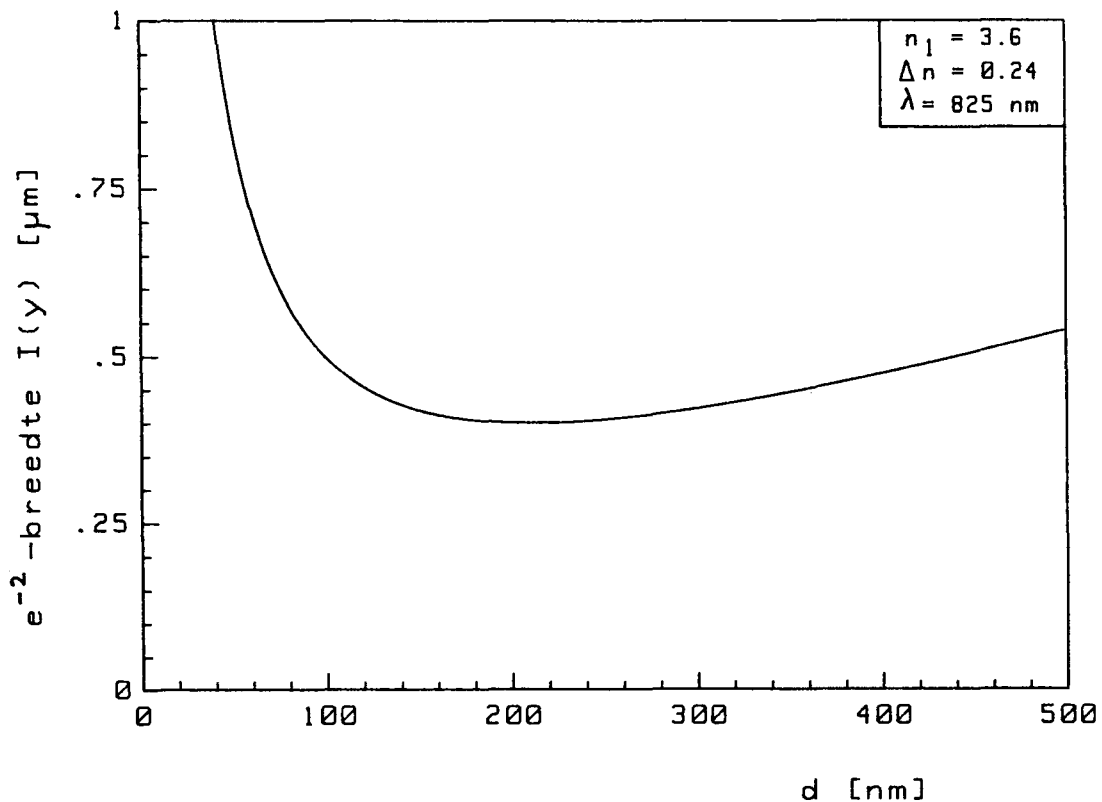


Fig. 4.5: De e^{-2} -breedte van $I(y)$ als functie van d voor de in de figuur vermelde parameterwaarden.

De in deze subparagraaf geschetste methode om de veldverdeling voor TE-modes in een drielaagse golfgeleider te bepalen is natuurlijk ook

geschikt voor golfgeleiders die uit meerdere lagen bestaan. In dat geval wordt weer in elke laag de golfvergelijking opgelost en vervolgens worden de verschillende oplossingen m.b.v. de randvoorwaarden 'aan elkaar geknoopt'. Op deze manier ontstaan n vergelijkingen met n onbekenden, die m.b.v. een computer kunnen worden opgelost (bij Philips is hiervoor het programma 'EMLALA' geschreven).

4.4.3: TM-modes.

Voor TM-modes volgt uit (4.1a) en (4.1b) met $H_z = 0$ en $\partial/\partial y = 0$: $H_y = E_x = 0$. Alleen de x-component van \vec{H} blijft dus over. De oplossing van de veldverdeling gaat nu geheel analoog aan die voor TE-modes: Voor H_x wordt weer de golfvergelijking in de drie lagen opgelost; E_y en E_z volgen dan uit (4.1b):

$$E_y = (\beta/\omega\epsilon\epsilon_0)H_x \quad (4.25a)$$

$$E_z = (i/\omega\epsilon\epsilon_0)\partial H_x/\partial y \quad (4.25b)$$

Randvoorwaarde (4.19d) krijgt nu de vorm:

$$\lim_{y \uparrow \pm d/2} (\partial H_x / \epsilon H_x \partial y) = \lim_{y \downarrow \pm d/2} (\partial H_x / \epsilon H_x \partial y) \quad (4.26)$$

De gewijzigde randvoorwaarde heeft tot gevolg dat (4.22c) veranderd in:

$$(\gamma d/2) = (\epsilon_2/\epsilon_1)(\kappa d/2)\tan(\kappa d/2) \quad (4.27)$$

De κ, γ -paren voor TM-modes worden dus gegeven door de snijpunten van de periodieke functie $y = (\epsilon_2/\epsilon_1)x\tan(x)$ met cirkel (4.22d) in het $\kappa d/2, \gamma d/2$ -vlak. Dit heeft als gevolg dat κ iets groter en γ iets kleiner is dan bij TE-modes, waardoor TM-modes wat verder uitpuilen buiten de actieve laag.

4.5: De effectieve index methode.

Een p-n-heterojunctielaser is in feite een drielaagse diëlektrische

golfgeleider met kleine laterale brekingsindexvariatioes. In een dergelijke golfgeleider is het in principe mogelijk om de veldvergelijkingen voor de loodrechte en de laterale richting te separeren m.b.v. de 'effectieve index methode' [16], die in deze paragraaf zal worden toegelicht.

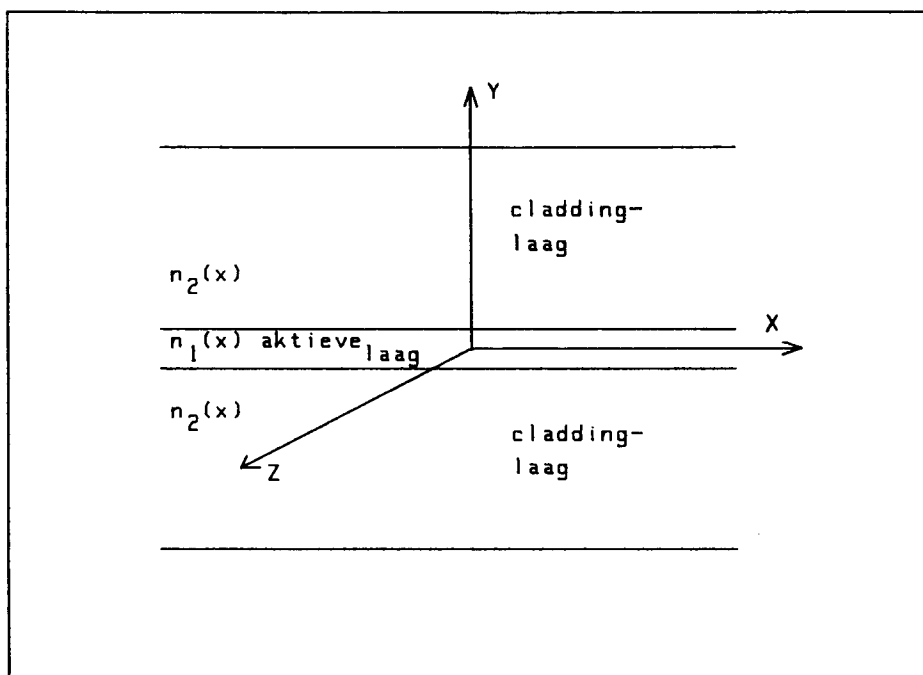


Fig. 4.6: De in de tekst beschouwde lagenstructuur.

Beschouw een p-n-heterostructurelaser met een actieve laag (laag 1) die aan weerszijden is begrensd door een claddinglaag (laag 2). De oplossingen van de veldvergelijkingen in de laser worden weer opgesplitst in TE-modes en TM-modes. Voor beide modes moet weer de golfvergelijking:

$$\vec{\nabla}^2 \psi - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon \partial^2 \psi / \partial t^2 \tag{4.28}$$

worden opgelost, met $\psi = E_x$ voor TE-modes en $\psi = H_x$ voor TM-modes. Als oplossing proberen we de semi-separabele veldverdeling:

$$\psi = A(x)B(x,y)e^{i\beta z + i\omega t} \tag{4.29}$$

De functie B zal vanwege de kleine laterale brekingsindexvariatiëes nauwelijks van x afhangen. Daarom mogen alle afgeleiden van B naar x worden verwaarloosd. Invullen van (4.29) in (4.3a) levert dan:

$$\frac{\partial^2 B}{B \partial y^2} + \frac{d^2 A}{A dx^2} + k^2 n_\alpha(x)^2 - \beta^2 = 0 \quad (4.30)$$

met: $\alpha = 1, 2$.

Via de definities:

$$\beta^2 - \frac{d^2 A}{A dx^2} \equiv k^2 n_{\text{eff}}(x)^2 \quad (4.31a)$$

$$\beta \equiv k \bar{n} \quad (4.31b)$$

Gaan (4.30) en (4.31a) over in:

$$\frac{\partial^2 B}{B \partial y^2} + k^2 (n_\alpha(x)^2 - n_{\text{eff}}(x)^2) = 0 \quad (4.32a)$$

$$\frac{d^2 A}{A dx^2} + k^2 (n_{\text{eff}}(x)^2 - \bar{n}^2) = 0 \quad (4.32b)$$

Deze vergelijkingen hebben allebei precies dezelfde vorm als (4.15).

De interpretatie is nu als volgt:

Met behulp van (4.32a) kan op elke laterale positie x de loodrechte veldverdeling B met bijbehorende effectieve brekingsindex n_{eff} worden bepaald. Doordat de laterale brekingsindexvariatiëes klein zijn zal de loodrechte veldverdeling echter nauwelijks variëren met x, zodat de in de vorige paragraaf berekende loodrechte veldverdeling een goede benadering is van B.

Het laterale effectieve brekingsindexprofiel $n_{\text{eff}}(x)$ vormt het brekingsindexprofiel waarmee de laterale veldverdeling via (4.32b) kan worden bepaald. De propagatieconstante β wordt nu beschreven met de effectieve brekingsindex van de laterale veldverdeling (zie (4.31b)). Om spraakverwarring te voorkomen zal deze de 'gemiddelde brekingsindex' worden genoemd.

Met behulp van de effectieve brekingsindexmethode is dus een 1-dimensionale golfvergelijking gecreëerd, waarmee de laterale veldverdeling kan worden opgelost als het verloop van de effectieve brekingsindex bekend is.

4.6: Het verloop van de effectieve brekingsindex.

Wanneer (4.32a) met BB^* wordt vermenigvuldigd en vervolgens wordt geïntegreerd over y vinden we:

$$n_{\text{eff}}(x)^2 = \beta_y^2/k^2 + \Gamma n_1(x)^2 + (1-\Gamma)n_2(x)^2 \quad (4.33)$$

Met:

$$\beta_y^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} B^* \partial^2 B / \partial y^2 dy}{\int_{-\infty}^{\infty} BB^* dy} \quad (4.34a)$$

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} BB^* dy}{\int_{-\infty}^{\infty} BB^* dy} \quad (4.34b)$$

met: d = de dikte van de actieve laag.

De factor Γ wordt de 'confinement factor' genoemd. Hoewel Γ en β_y formeel afhankelijk zijn van x , is deze afhankelijkheid te verwaarlozen omdat de loodrechte veldverdeling B nauwelijks zal variëren met x .

Vaak wordt gebruik gemaakt van de effectieve relatieve diëlektrische constante. Uit (4.33) volgt direct dat deze gegeven wordt door:

$$\epsilon_{\text{eff}}(x) = \beta_y^2/k^2 + \Gamma \epsilon_1(x) + (1-\Gamma)\epsilon_2(x) \quad (4.35)$$

We zien dus dat de loodrechte veldverdeling via de confinement factor als een 'weefactor' fungeert voor de bijdrage van ϵ in een bepaalde laag tot ϵ_{eff} .

Omdat het imaginaire deel van ϵ_{eff} in hoofdstuk 6 een belangrijke rol speelt, wordt $\epsilon_{\text{eff},i}$ hier nog wat verder uitgewerkt. Wanneer (4.35) met (4.12) wordt gecombineerd kan het imaginaire deel van ϵ_{eff} als volgt worden uitgedrukt:

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{eff},i}(x) &= -\Gamma n_{1,r}g(x)/k + (1-\Gamma)n_{2,r}\alpha_2/k + \text{Im}[\beta_y^2]/k^2 \\ &\simeq \bar{n}_r\{-\Gamma g(x) + (1-\Gamma)\alpha_2\}/k + \text{Im}[\beta_y^2]/k^2\end{aligned}\quad (4.36)$$

De laatste benadering geldt omdat $n_{1,r} \simeq n_{2,r} \simeq \bar{n}_r \simeq 3.5$.

Het imaginaire deel van ϵ_{eff} kan worden beschreven met een effectief gainprofiel dat gegeven wordt door:

$$g_{\text{eff}}(x) = \Gamma g(x) - (1-\Gamma)\alpha_2 - \text{Im}[\beta_y^2]/k\bar{n}_r \quad (4.37)$$

$$\text{met: } \epsilon_{\text{eff},i}(x) = -\bar{n}_r g_{\text{eff}}(x)/k.$$

De laatste term in het rechterlid van (4.37) beschrijft in feite de extra verliezen die optreden wanneer de fasefronten gekromd zijn. In dat geval zal namelijk een gedeelte van de veldenergie in de y-richting worden 'afgestraald'. Deze afstraalverliezen kunnen worden vertaald naar een effectieve absorptiecoëfficiënt in de z-richting voor de laserbundel in de cavity. Bij rechte fasefronten vindt geen afstraling plaats. Dan is de loodrechte veldverdeling reëel en is de laatste term in het rechterlid van (4.37) 0 (zie (4.34a)). Omdat er in het algemeen slechts sprake is van een geringe kromming van de fasefronten in de laser kunnen de verliezen t.g.v. afstraling worden verwaarloosd, zodat de effectieve gaincoëfficiënt bij benadering gegeven wordt door:

$$g_{\text{eff}}(x) \simeq \Gamma g(x) - (1-\Gamma)\alpha_2 \quad (4.38)$$

Uit (4.36) en (4.38) blijkt dat $\epsilon_{\text{eff},i}$ en g_{eff} hetzelfde laterale verloop hebben als g , dus bij benadering \cosh^{-2} -vormig zullen zijn.

5: DE LATERALE INTENSITEITSVERDELING.

5.1: Inleiding.

In hoofdstuk 3 is gebleken dat de breedte van het laterale intensiteitsprofiel in de laser een grote invloed heeft op het astigmatisme en de laterale uittreehoek van de desbetreffende laser. Bij kleine intensiteitsbreedtes (SAS-lasers) bleek zelfs dat de verschillen in astigmatisme tussen diverse typen lasers bijna geheel door verschillen in de breedte van het intensiteitsprofiel worden veroorzaakt. Vandaar dat in dit hoofdstuk zal worden bestudeerd hoe de laterale intensiteitsbreedte samenhangt met de laserstructuur.

5.2: Van index-guiding naar gain-guiding.

5.2.1: Theorie.

In hoofdstuk 2 is reeds vermeld dat de aanwezigheid van stroomblokkeerlagen in een SAS-laser vlak boven de actieve laag een effectieve brekingsindexstap in de actieve laag aan weerszijden van de stripe tot gevolg had. Nu zal (na bestudering van hoofdstuk 4) duidelijk zijn wat hiermee wordt bedoeld. De bepaling van de loodrechte veldverdeling in de lagenstructuur links en rechts van de stripe zal door de aanwezigheid van de CBL vlak boven de actieve laag immers een ándere effectieve brekingsindex opleveren dan de bepaling van de loodrechte veldverdeling in de lagenstructuur recht onder de stripe. Het gevolg hiervan is een stap in de effectieve brekingsindex aan weerszijden van de stripe.

Fig. 5.1 geeft de effectieve brekingsindexstap voor verschillende actieve laagdiktes weer als functie van de dikte van de p-claddinglaag. De punten in deze grafiek zijn berekend met het programma 'EMLALA' (zie 4.4.1, onderaan).

In fig. 5.1 is te zien dat de effectieve brekingsindexstap kleiner wordt naarmate de loodrechte veldverdeling de stroomblokkeerlaag minder 'voelt'. Dit uit zich in een afname van Δn_{eff} met een toe-

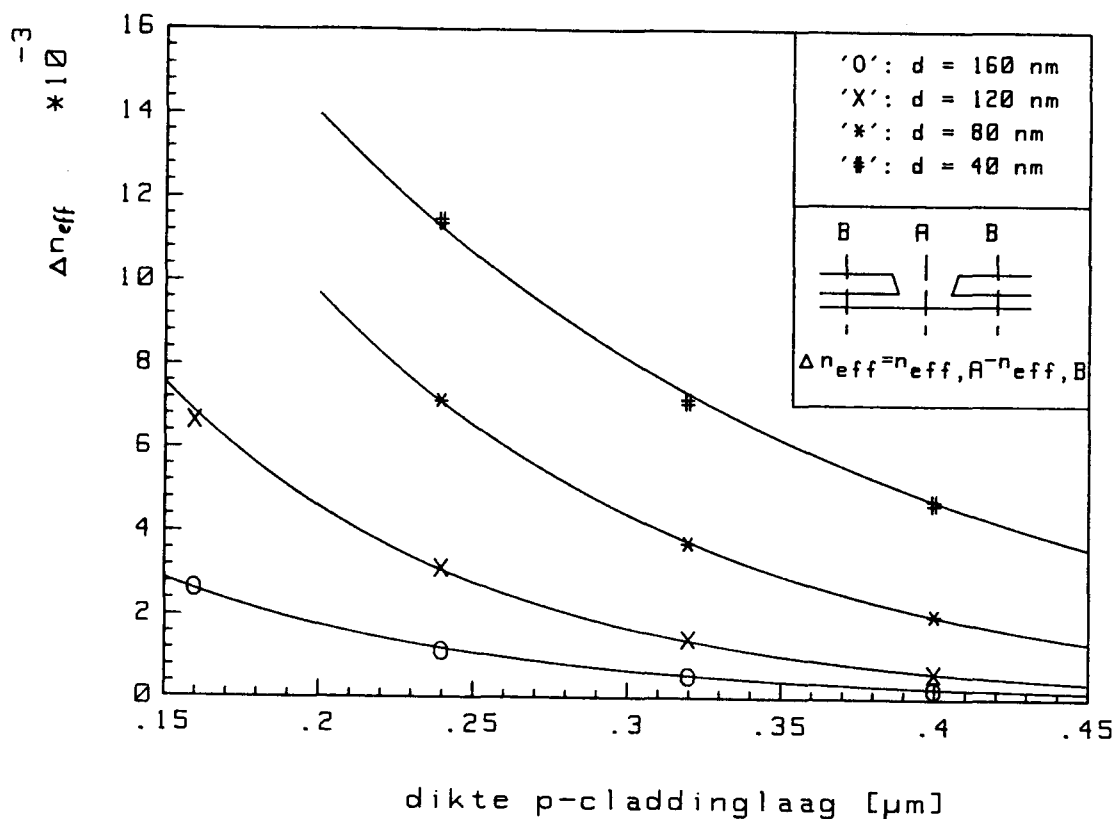


Fig. 5.1: De effectieve brekingsindexstap Δn_{eff} als functie van de dikte van de p-claddinglaag bij verschillende actieve laagdiktes.

nemende dikte van de p-claddinglaag en met een toenemende dikte van de actieve laag (de loodrechte intensiteitsverdeling wordt smaller naarmate de dikte van de actieve laag toeneemt; zie par 4.4). Bovendien blijkt de effectieve brekingsindexstap van dezelfde grootte-orde te zijn als de in par. 4.3 besproken temperatuur-, en ladingsdragers-effecten.

Een SAS-laser met relatief grote effectieve brekingsindexstappen (dus een SAS-laser met een zeer dunne p-claddinglaag) wordt ook wel 'index-guided' genoemd. De laterale veldverdeling van een index-guided laser kan bij benadering worden bepaald met behulp van de in par. 4.4 beschreven methode (ladingsdragerseffecten en temperatureffecten worden hierbij dus verwaarloosd). Fig. 5.2 geeft een indruk van de vorm van de optische intensiteitsverdeling die dan ontstaat. Het veld

zit bijna helemaal 'opgesloten' onder de stripe, zodat de optische intensiteitsbreedte wordt bepaald door de stripebreedte. De e^{-2} -breedte van het optische intensiteitsprofiel bedraagt ongeveer 80% van de stripebreedte.

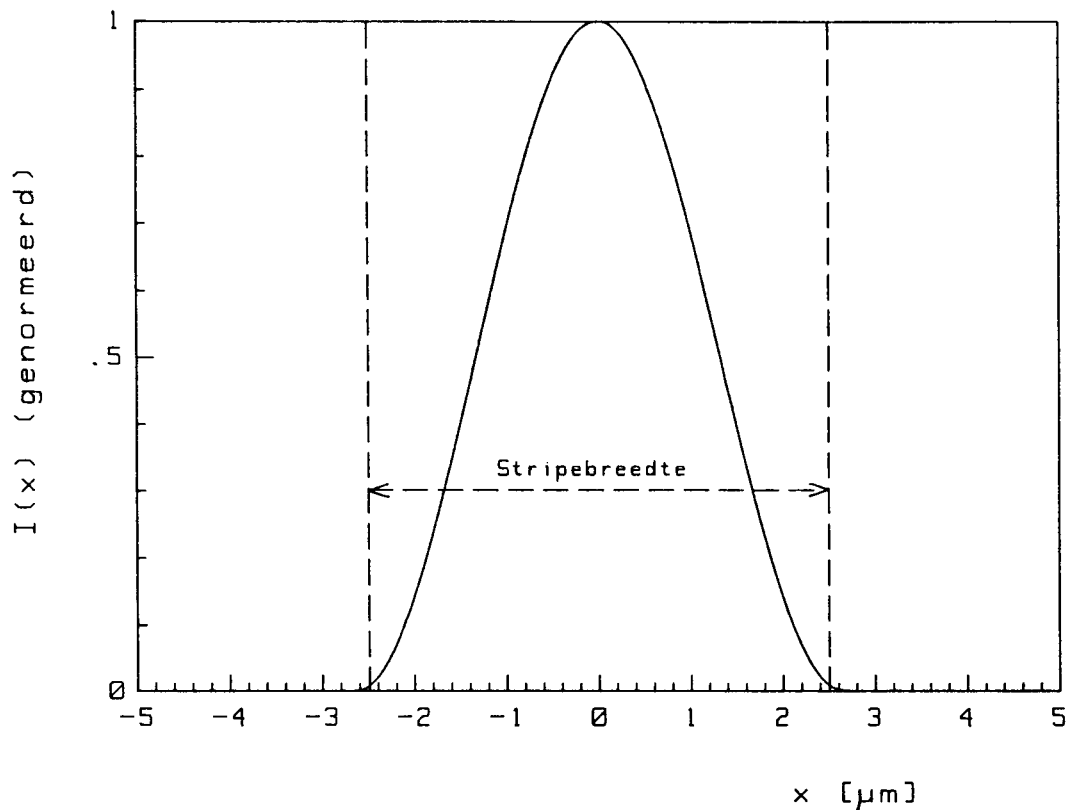


Fig. 5.2: De laterale optische intensiteitsverdeling bij een effectieve brekingsindexstap van 1.10^{-1} .

Bij een toenemende dikte van de p-claddinglaag nemen de effectieve brekingsindexstappen aan weerszijden van de stripe af, zodat de veldverdeling op den duur zal gaan 'uitpuilen' buiten de stripe (zie par. 4.4). Bovendien neemt de relatieve invloed van de temperatuur-, en ladingsdragerseffecten op de totale laterale golfgeleiding toe. De veldverdeling in het totale effectieve brekingsindexprofiel dat nu ontstaat is, evenals het laterale effectieve brekingsindexprofiel zelf, zeer moeilijk te bepalen. Wanneer de effectieve brekingsindexstappen verwaarloosbaar klein zijn

geworden spreekt men van een 'gain-guided' laser. In dat geval wordt de breedte van de intensiteitsverdeling ruwweg bepaald door de breedte van het effectieve gainprofiel. Ook een PB-laser is dus een gain-guided laser, omdat hier de effectieve brekingsindexstappen immers geheel ontbreken.

In de literatuur zijn een tweetal analytische modellen over het gain-guiding mechanisme in omloop [3,5, zie ook par. 6.4 van dit verslag]. Uit deze nogal gestyleerde modellen blijkt dat de intensiteitsverdeling bij benadering gaussisch is.

5.2.2: Experiment.

In fig. 5.3 is voor een aantal stripebreedtes de gemeten e^{-2} -intensiteitsbreedte als functie van de dikte van de p-claddinglaag geschetst. Elk meetpunt in deze figuur is het gemiddelde van 4 - 5 exemplaren van hetzelfde type laser. Bovendien is bij elk meetpunt de stripebreedte van de desbetreffende laser aangegeven. De metingen zijn gedaan bij een uitgangsvermogen van 8 mW, bij kamertemperatuur (zie appendix C voor een beschrijving van de gebruikte meetmethode; zie appendix D voor een beschrijving van de gebruikte lasers).

Lasers met een dunne p-claddinglaag ($\leq 0.3 \mu\text{m}$) zijn duidelijk index-guided. De e^{-2} -intensiteitsbreedte is hier bij benadering gelijk aan 80 % van de stripebreedte. Bij dikkere p-claddinglagen neemt de intensiteitsbreedte snel toe. Vermoedelijk is deze toename in het begin nog te wijten aan het 'uitpuileffect', dat bij een voldoende kleine effectieve brekingsindexstap optreedt, en bovendien eerder zal optreden naarmate de stripe smaller is (zie par. 4.4). Bij een verder toenemende dikte van de p-claddinglaag zal het gain-guiding mechanisme echter steeds meer aan invloed winnen en wordt de intensiteitsbreedte vooral bepaald door de breedte van het effectieve gainprofiel, die bij benadering gelijk is aan de breedte van de ladingsdragersverdeling in de actieve laag.

Omdat de stroomspreiding in de p-claddinglaag en daarmee de breedte van het ladingsdragersprofiel toeneemt met de dikte van de p-claddinglaag zullen de curves van fig. 5.3 blijven stijgen. De intensiteitsbreedte is het grootst in een PB-laser, omdat dit type laser over de dikste p-claddinglaag beschikt.

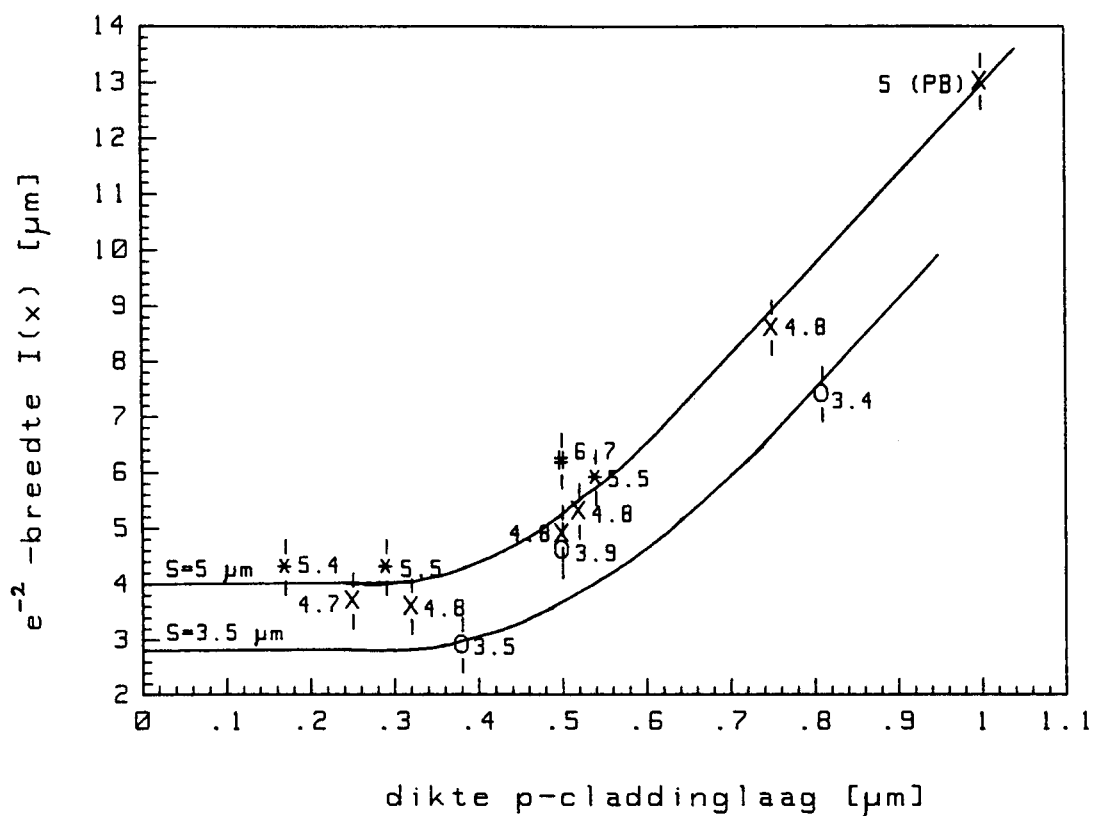


Fig. 5.3: De gemeten e^{-2} -intensiteitsbreedte als functie van de dikte van de p-claddinglaag voor diverse striënbreedtes. Bij elk meetpunt is de striënbreedte S aangegeven (in μm). De curven voor $S = 5 \mu\text{m}$ en $S = 3.5 \mu\text{m}$ zijn met de hand getekend.

6: HET LATERALE FASEVERLOOP.

6.1: Inleiding.

In hoofdstuk 3 is bestudeerd hoe de laterale uittreehoek en het astigmatisme van p-n-heterojunctielasers door de kromming van de (laterale) fasefronten in de laser worden beïnvloed. Hierbij bleken de fasefronten in zowel PB-lasers als in SAS-lasers gekromd te zijn, waarbij de kromming in PB-lasers iets sterker was dan bij de meeste SAS-lasers.

In dit hoofdstuk zal een model worden gepresenteerd waarmee de verschillen in kromming van de fasefronten tussen de diverse typen lasers van tabel 3.2 kwalitatief kunnen worden verklaard. Ook zal het mogelijk blijken om met dit model de verschillen in het astigmatisme tussen PB-lasers met verschillende actieve laagdiktes te verklaren en semi-kwantitatief te beschrijven.

6.2: Een tweede-orde Taylorbenadering van het faseverloop.

6.2.1: Inleiding.

De laterale veldverdeling wordt nu, analoog aan [17], in de volgende algemene vorm geschreven:

$$A(x) = A_0 e^{p(x)+i\varphi(x)} \quad (6.1)$$

met: $p(x) = \ln(I_n(x))/2$.

$I_n(x)$ = het genormeerde laterale optische
intensiteitsprofiel.

Hierbij zij $p(x)$ en $\varphi(x)$ reële functies, die bovendien symmetrisch zijn rond 0 voor de 0^{de}-orde mode.

De golf functie, waaraan deze veldverdeling moet voldoen luidt (zie hoofdstuk 4):

$$d^2A/dx^2 + k^2(\epsilon_{\text{eff}} - \bar{\epsilon})A = 0 \quad (6.2)$$

$$\text{met: } \bar{\epsilon} \equiv \beta^2/k^2.$$

De combinatie van (6.1) met (6.2) levert:

$$p'' + (p')^2 - (\varphi')^2 + k^2(\epsilon_{\text{eff},r} - \bar{\epsilon}_r) + i\{\varphi'' + 2p'\varphi' + k^2(\epsilon_{\text{eff},i} - \bar{\epsilon}_i)\} = 0 \quad (6.3)$$

$$\text{met: } \epsilon_{\text{eff}} = \epsilon_{\text{eff},r} + i\epsilon_{\text{eff},i}$$

$$\bar{\epsilon} = \bar{\epsilon}_r + i\bar{\epsilon}_i.$$

De accenten in deze vergelijking staan voor afgeleiden naar x .

We concentreren ons nu verder op het imaginaire deel van (6.3):

$$\varphi'' + 2p'\varphi' = k^2(\bar{\epsilon}_i - \epsilon_{\text{eff},i}(x)) \quad (6.4)$$

Uit diverse berekeningen met het in 4.3.2 besproken diffusiemodel blijkt dat het ladingsdragersprofiel $N(x)$ in de aktieve laag van de laser, en dus ook het profiel van $\epsilon_{\text{eff},i}$, over het algemeen breder is dan de gemeten optische intensiteitsverdelingen. De meeste intensiteit zal zich dan ook in het centrum van het ladingsdragersprofiel bevinden, zodat vooral hier het verloop van de fasefronten interessant is. In het centrum van het ladingsdragersprofiel kan $N(x)$ en dus ook $\epsilon_{\text{eff},i}(x)$ benaderd worden met een parabool (zie fig. 6.1):

$$k^2(\bar{\epsilon}_i - \epsilon_{\text{eff},i}(x)) = a_0 + a_2x^2 \quad (6.5)$$

Het optische intensiteitsprofiel is bij benadering gaussisch, zodat $p(x)$ wordt gegeven door:

$$p(x) = p_2x^2 \quad (6.6)$$

Wanneer (6.5) en (6.6) worden ingevuld in (6.4) ontstaat de vergelijking:

$$\varphi'' + 4p_2\varphi'x = a_0 + a_2x^2 \quad (6.7)$$

De fasefunctie $\varphi(x)$ kan worden benaderd met een Taylorreeks rond 0 (de oneven polynoomcoëfficiënten zijn 0 vanwege de symmetrie van $\varphi(x)$):

$$\varphi(x) = \varphi_2 x^2 + \varphi_4 x^4 + \varphi_6 x^6 + \dots \quad (6.8)$$

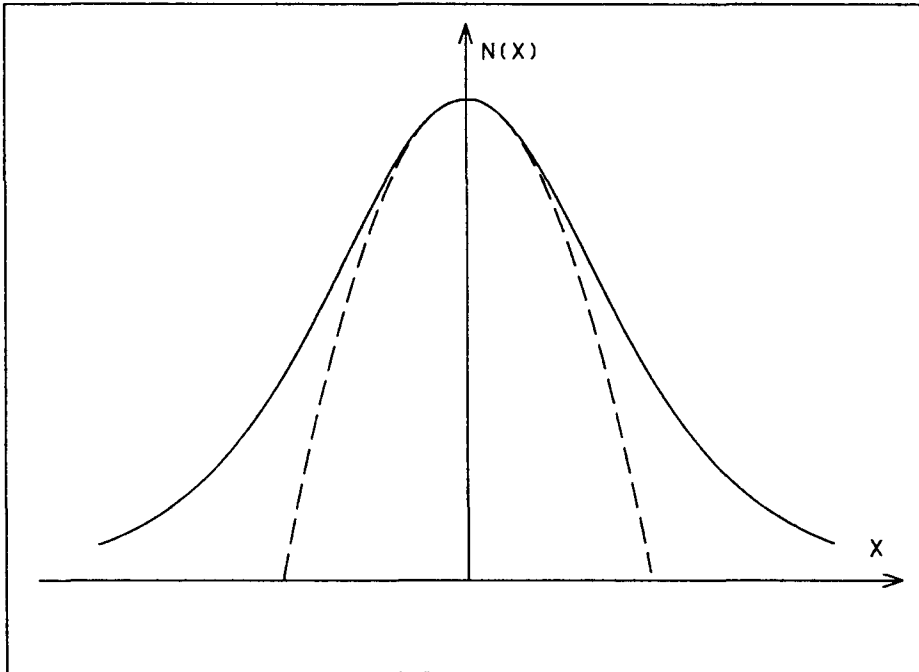


Fig. 6.1: Het verloop van $N(x)$ (getrokken lijn) met een parabolische benadering in het centrum (gestippelde lijn).

De combinatie van (6.8) met (6.7) levert:

$$\varphi_4 = \varphi_6 = \dots = 0 \quad (6.9)$$

Uit het bovenstaande kan de conclusie worden getrokken dat bij een parabolisch ladingsdragersprofiel in combinatie met een gaussische optisch intensiteitsprofiel de (laterale) fasefronten parabolisch zijn (alleen de 2^{de}-orde term in de Taylorbenadering van $\varphi(x)$ blijft dus over).

Omdat bij de meeste p-n-heterojunctielasers het optische intensiteitsprofiel bij benadering gaussisch is en het ladingsdragersprofiel rond

$x = 0$ bij benadering parabolisch verloopt, zal in veel gevallen een 2^{de}-orde Taylorbenadering van $\varphi(x)$ een goede beschrijving van het laterale faseverloop in het centrum van het gainprofiel opleveren. De verwachting is dat zich hier ook de meeste optische intensiteit zal bevinden.

De laterale fasefronten zullen dus bij benadering sferisch zijn (de kromtestraal van parabolische fasefronten rond $x = 0$ is nagenoeg constant: zie appendix A), zoals reeds werd vermoed in hoofdstuk 3 waar de laserbundel zich in goede benadering als een gaussische bundel bleek te gedragen.

6.2.2: Een uitdrukking voor de tweede-orde term van $\varphi(x)$.

Vergelijking (6.4) bij $x = 0$ levert:

$$\varphi''(0) = k^2(\bar{\epsilon}_i - \epsilon_{\text{eff},i}(0)) \quad (6.10)$$

Hierbij is gebruik gemaakt van de symmetrie van $p(x)$ en $\varphi(x)$ rond $x = 0$ ($p'(0) = \varphi'(0) = 0$).

Uitdrukking (6.10) levert direct de 2^{de}-orde term van de in (6.8) gegeven Taylorbenadering van $\varphi(x)$ rond $x = 0$:

$$\varphi_2 = k^2(\bar{\epsilon}_i - \epsilon_{\text{eff},i}(0))/2 \quad (6.11)$$

Bovenstaande uitdrukking voor φ_2 geldt voor een willekeurige symmetrische veldverdeling.

Wanneer $\epsilon_{\text{eff},i}(0)$ wordt uitgedrukt in de effectieve gaincoëfficiënt bij $x = 0$ (zie (4.32), (4.33) en (4.34)) en $\bar{\epsilon}_i$ wordt uitgedrukt in een 'gemiddelde gaincoëfficiënt' \bar{g} :

$$\epsilon_{\text{eff},i}(0) \simeq -\bar{n}_r \bar{g}_{\text{eff}}(0)/k \quad (6.12a)$$

$$\bar{\epsilon}_i \equiv -\bar{n}_r \bar{g}/k \quad (6.12b)$$

onstaat de uitdrukking:

$$\varphi_2 \approx k\bar{n}_r(g_{\text{eff}}(0) - \bar{g})/2 \quad (6.13)$$

De gemiddelde gaincoëfficiënt is gelijk aan de 'spiegelverliezen'. Dit is als volgt te zien:

De intensiteitsverandering van de in (4.25) gegeven golf na een afstand Δz wordt gegeven door:

$$I(x,y,z+\Delta z) = I(x,y,z)e^{\bar{g}\Delta z} \quad (6.14)$$

Dit is gemakkelijk na te gaan door (4.25) te kwadrateren en voor $\bar{\epsilon}_i$ uitdrukking (6.12b) in te vullen.

De intensiteitsverandering van de golf na een rondgang door de cavity bedraagt:

$$I(x,y,z+2L) = R_1 R_2 I(x,y,z)e^{\bar{g}2L} \quad (6.15)$$

met: L = de lengte van de cavity,

R_1 = de vermogensreflectiecoëfficiënt van spiegel 1,

R_2 = de vermogensreflectiecoëfficiënt van spiegel 2.

Voor een stabiele laser mag de intensiteit van de bundel na een rondgang door de cavity niet veranderd zijn. Hieruit volgt:

$$R_1 R_2 e^{\bar{g}2L} = 1 \implies \bar{g} = \frac{1}{2L} \ln \left[\frac{1}{R_1 R_2} \right] \quad (6.16)$$

Het rechterlid van (6.16) beschrijft de 'spiegelverliezen'. Deze zijn afhankelijk van de lengte van de laser en het type coating dat voor de spiegels is gebruikt. Voor de in dit verslag besproken lasers geldt:

$$\bar{g} \approx 100 \text{ cm}^{-1} \quad (6.17)$$

We keren nu terug naar vergelijking (6.13). Met behulp van de in appendix A beschreven methode kan de kromtestraal van de door (6.13)

gegeven (laterale) fasefronten in de laser worden geschat. Hieruit volgt:

$$R_{\text{int}} \approx \frac{1}{g_{\text{eff}}(0) - \bar{g}} \quad (6.18)$$

In een 2^{de}-orde Taylorbenadering van het laterale faseprofiel blijkt dus dat de kromtestraal van de laterale fasefronten wordt gegeven door het verschil tussen de spiegelverliezen en de effectieve gaincoëfficiënt bij $x = 0$. De kromming van de fasefronten zal toenemen als het verschil tussen de beide grootheden toeneemt. Opmerkelijk hierbij is het feit dat de invoed van (kleine) laterale variaties in de reële brekingsindex op de fasekromming blijkbaar kan worden verwaarloosd t.o.v. de invloed van het gainprofiel.

Het feit dat een lateraal gainprofiel een kromming van de laterale fasefronten tot gevolg heeft is fysisch gezien niet onlogisch. De gaincoëfficiënt ter plaatse x beschrijft in feite de winst of het verlies aan EM veldenergie op deze plaats in de bundel. Wanneer er in het centrum van de bundel meer energiewinst wordt geboekt dan aan de randen, terwijl de gemiddelde energiewinst voor de bundel als geheel gelijk moet blijven, zal er EM energie moeten worden 'afgestraald' naar de randen van de bundel. Dit uit zich in een kromming van de fasefronten, omdat het transport van EM veldenergie altijd in een richting loodrecht op de fasefronten plaatsvindt.

Benadrukt moet worden dat vergelijking (6.18) altijd geldt wanneer er sprake is van een symmetrische veldverdeling met bij benadering parabolische fasefronten, onafhankelijk van de exacte vorm van het gainprofiel en het intensiteitsprofiel.

6.3: Het 'overlapfactor' model.

6.3.1: Inleiding.

Vergelijking (6.18) drukt de kromtestraal van de fasefronten uit in de spiegelverliezen en de 'hoogte' van het effectieve gainprofiel. De effectieve gain bij $x = 0$ is echter een fysische parameter die moeilijk te schatten is. In deze paragraaf zal daarom een model worden gepresenteerd waarbij de hoogte van het effectieve gainprofiel wordt

uitgedrukt in de effectieve gaincoëfficiënt van een ongepompte actieve laag, de spiegelverliezen en een 'overlapfactor', die aangeeft in hoeverre het gainprofiel door het intensiteitsprofiel wordt overlapt. Het voordeel van dit model is dat het inzicht in de rol van bovengenoemde parameters op de kromming van de fasefronten wordt vergroot. Het is dan ook mogelijk om met dit model de verschillen in fasekromming tussen de in tabel 3.2 vermelde lasers kwalitatief te verklaren. Bovendien is het mogelijk om de invloed van de actieve laagdikte op het astigmatisme bij PB-lasers semi-kwantitatief te beschrijven. Een nadeel van het overlapfactor model is dat wordt uitgegaan van een gaussisch effectief gainprofiel en een gaussisch intensiteitsprofiel, zodat de vorm van beide profielen nu geheel vastligt terwijl dat in uitdrukking (6.18) niet het geval was. De invloed van de diverse parameters in het overlapfactor model op de kromming van de fasefronten zal in kwalitatieve zin echter hetzelfde zijn bij gain-, en intensiteitsprofielen met een op een gaussverdeling gelijkende vorm.

6.3.2: Een uitdrukking voor de gemiddelde gaincoëfficiënt.

Wanneer vergelijking (6.2) met A^* wordt vermenigvuldigd en wordt geïntegreerd over x ontstaat de volgende uitdrukking:

$$\bar{\epsilon} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(x) \epsilon_{\text{eff}}(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x) dx} + \frac{\int_{-\infty}^{\infty} A^* (d^2 A / dx^2) dx}{k^2 \int_{-\infty}^{\infty} I(x) dx} \quad (6.19)$$

met: $I(x) = A(x)A^*(x)$.

De gemiddelde gaincoëfficiënt wordt dus gegeven door (zie (6.12b)):

$$\bar{g} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(x) g_{\text{eff}}(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x) dx} - \frac{\text{Im} \left[\int_{-\infty}^{\infty} A^* (d^2 A / dx^2) dx \right]}{\bar{n}_r k \int_{-\infty}^{\infty} I(x) dx} \quad (6.20)$$

De laatste term in het rechterlid van (6.20) beschrijft weer de verliezen die optreden als gevolg van afstraling van EM veldenergie in de laterale richting bij gekromde fasefronten (zie par. 4.6). Omdat de kromming van de fasefronten in de regel zeer gering is, kan deze term worden verwaarloosd. De gemiddelde gaincoëfficiënt wordt dus bij benadering gegeven door:

$$\bar{g} \simeq \frac{\int_{-\infty}^{\infty} I(x) g_{\text{eff}}(x) dx}{\int_{-\infty}^{\infty} I(x) dx} \quad (6.21)$$

6.3.3: Het overlapfactor model.

Er wordt nu uitgegaan van een gaussische verdeling van de effectieve gaincoëfficiënt (zie fig. 6.2):

$$g_{\text{eff}}(x) = g_{\infty} + g_0 e^{-x^2/\sigma_g^2} \quad (6.22)$$

Een gaussische verdeling is bij benadering gelijk aan een \cosh^{-2} -verdeling. Het verschil tussen beide verdelingen is het grootst aan de randen. Omdat hier de integrant in de noemer van (6.21) echter praktisch gelijk is aan 0 (de intensiteitsverdeling is in de regel smaller dan het effectieve gainprofiel) is de verwachting dat deze verschillen weinig invloed zullen hebben op de uiteindelijke bepaling van de gemiddelde gaincoëfficiënt.

Er wordt ook uitgegaan van een gaussische intensiteitsverdeling. De breedte van het intensiteitsprofiel wordt hierbij uitgedrukt in een 'overlapfactor', die aangeeft in hoeverre het gainprofiel door het intensiteitsprofiel wordt overlapt:

$$I(x) = I_0 e^{-x^2/\zeta^2 \sigma_g^2} \quad (6.23)$$

met: $\zeta \equiv \frac{\text{breedte } I(x)}{\text{breedte } g_{\text{eff}}(x)} \equiv \text{de overlapfactor.}$

Wanneer bovenstaande uitdrukkingen worden ingevuld in (6.21) ontstaat de vergelijking:

$$g_{\text{eff}}(0) = g_{\infty} + g_0 = g_{\infty} + \sqrt{\zeta^2 + 1} (g - g_{\infty}) \quad (6.24)$$

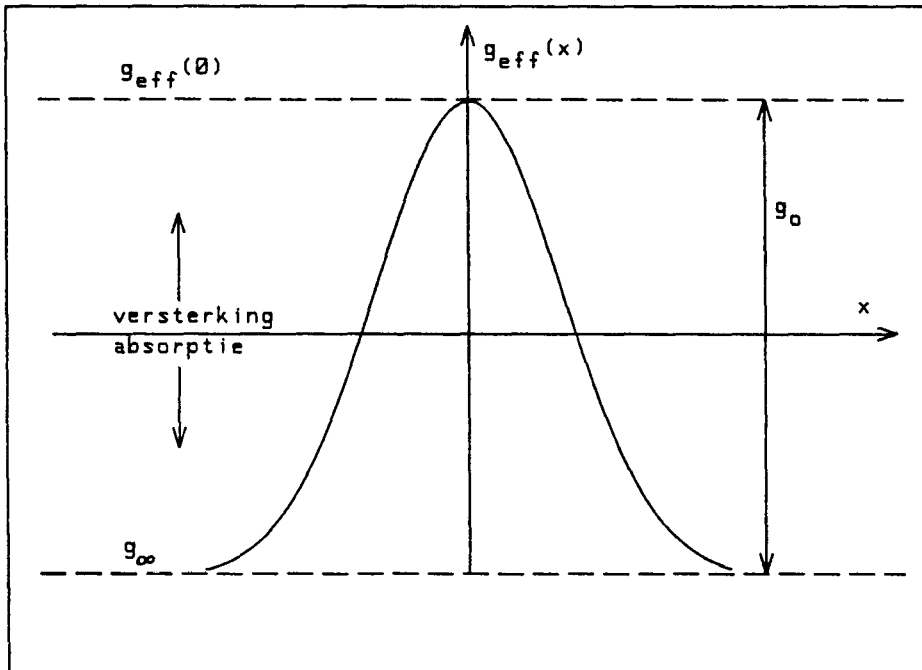


Fig. 6.2: Schets van het effectieve gainprofiel.

Uit (6.18) volgt dan:

$$R_{\text{int}} = \frac{1}{(g - g_{\infty})(\sqrt{\zeta^2 + 1} - 1)} \quad (6.25)$$

De factor g_{∞} is gelijk aan de effectieve gaincoëfficiënt aan de randen van het gainprofiel, dus voor een ongepompte actieve laag. Uit (4.38) volgt:

$$g_{\infty} \approx -\Gamma\alpha_1 - (1-\Gamma)\alpha_2 \quad (6.26)$$

met: α_1 = de absorptiecoëfficiënt van de ongepompte actieve laag bij de lasergolflengte.

α_2 = de absorptiecoëfficiënt van de cladding lagen bij de lasergolflengte.

Uit [1, fig. 2.5.7] blijkt dat α_1 in een p-n-heterojunctielaser met een GaAs actieve laag bij de lasergolflengte van de desbetreffende laser van de orde 10^3 cm^{-1} is. De verwachting is dat α_1 bij de lasergolflengte van de in dit verslag besproken lasers van dezelfde grootte-orde zal zijn.

De absorptiecoëfficiënt van de claddinglagen wordt vooral bepaald door vrije ladingsdragersabsorptie t.g.v. de hoge dotering in de desbetreffende lagen. Hierdoor zal α_2 van de orde 10^1 cm^{-1} zijn [1], zodat $\alpha_1 \gg \alpha_2$.

Omdat de exacte waarde van α_1 en α_2 moeilijk te schatten is, behoort een kwantitatieve analyse met het overlapfactor model (nog) niet tot de mogelijkheden. Uit schattingen van de overlapfactor (zie later) blijkt echter wel dat de grootte-orde van deze factor overeenkomt met de fysische verwachtingen.

6.3.4: De invloed van de actieve laagdikte.

Wanneer (6.26) met (6.25) wordt gecombineerd levert dit:

$$R_{\text{int}} = \frac{1}{(\bar{g} + \Gamma\alpha_1 + (1 - \Gamma)\alpha_2)(\sqrt{\Gamma^2 + 1} - 1)} \quad (6.27)$$

In bovenstaande uitdrukking is te zien dat de actieve laagdikte, via de confinement factor, invloed zal hebben op de kromming van de fasefronten in de laser. Bij een dikkere actieve laag (dus een hogere confinement factor; zie par 4.5) wordt de absorptie van het laserlicht aan de randen van het effectieve gainprofiel groter. Er zal dus meer EM veldenergie worden afgestraald naar de zijkanten van de bundel, waardoor de kromming van de fasefronten toeneemt.

In de praktijk blijkt een PB-laser met een dikke actieve laag dan ook een lager astigmatisme en een bredere laterale uittreehoek te hebben dan een PB-laser met een dunne actieve laag.

Om te kijken of de door het overlapfactor model voorspelde grootte-orde van bovenstaande effecten correct is, zijn de confinement factor en

het astigmatisme van een 5-tal typen PB-lasers met verschillende actieve laagdiktes bepaald. Het astigmatisme is bij 8 mW output-vermogen gemeten met de in appendix C beschreven methode, waarbij er voor elk type gemiddeld is over 4 exemplaren. De confinement factor is via de in par. 4.4 beschreven methode berekend uit de loodrechte veldverdeling (voor een overzicht van de gebruikte lasers wordt verwezen naar appendix D).

Op de meetpunten, die zo zijn ontstaan, is getracht m.b.v. uitdrukking (6.27) een curve te fitten, waarbij gebruik is gemaakt van de uitdrukkingen (3.2b) en (3.3a) om het astigmatisme bij een bepaalde interne kromtestraal te berekenen. Hierbij is aangenomen dat de overlapfactor en de intensiteitsbreedte van alle PB-lasers hetzelfde zijn, zodat alleen de confinement factor varieert.

Met de volgende set parameterwaarden blijkt het goed mogelijk om een curve op de meetpunten te leggen (zie fig. 6.3):

$$\alpha_1 = 1000 \text{ cm}^{-1}, \quad (6.28a)$$

$$\alpha_2 = 50 \text{ cm}^{-1}, \quad (6.28b)$$

$$\bar{g} = 100 \text{ cm}^{-1}, \quad (6.28c)$$

$$\zeta = 0.85, \quad (6.28d)$$

$$2w = 13 \text{ }\mu\text{m}. \quad (6.28e)$$

met: $2w$ = de e^{-2} -intensiteitsbreedte (zie hoofdstuk 3).

Uit fig. 6.3 en de in (6.28) gegeven parameterwaarden blijkt dat het overlapfactor model de invloed van de actieve laagdikte niet alleen kwalitatief goed beschrijft, maar dat ook de grootte-orde van de parameters, waarmee de effecten kunnen worden beschreven, overeenkomt met de fysische verwachtingen.

6.3.5: De lasers van tabel 3.2 en het overlapfactor model.

Uit (6.27) volgt dat de kromming van de fasefronten in de laser toeneemt (dus de kromtestraal afneemt) als de overlapfactor toeneemt. Bij een hogere overlapfactor moet het effectieve gainprofiel hoger worden 'opgepompt', zodat het verschil tussen de gaincoëfficiënt in het centrum van de bundel en de gaincoëfficiënt aan de rand van de bundel groter wordt. Hierdoor zal er meer energie worden afgestraald in de laterale richting.

De 8 typen lasers van tabel 3.2 zijn allemaal gegroeid met nagenoeg

dezelfde actieve laagdikte, zodat er nauwelijks verschillen zijn in de confinement ($\Gamma \approx 15\%$). De verschillen in de kromtestraal van de golf-fronten bij deze lasers zullen dus voornamelijk veroorzaakt worden door verschillen in de overlapfactor. Nu zal blijken dat deze ver-

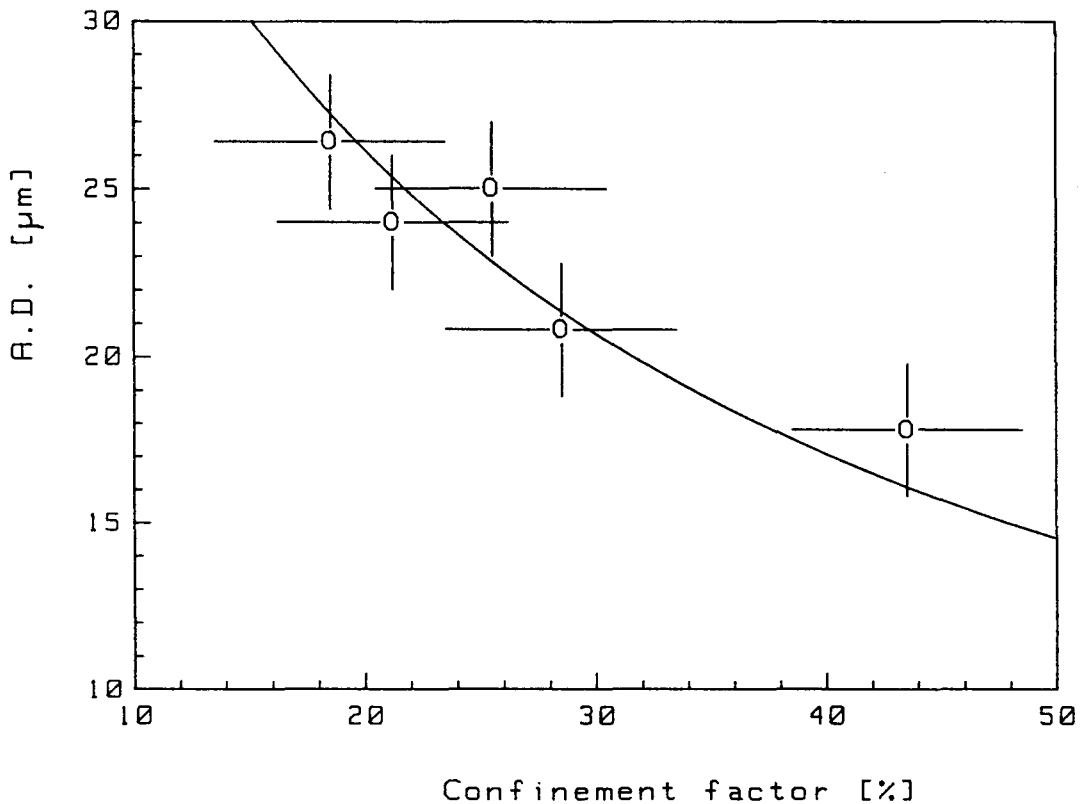


Fig. 6.3: Het astigmatisme van PB-lasers als functie van de confinement factor. De curve is bepaald met behulp van het overlapfactor model.

schillen in de overlapfactor kwalitatief inderdaad goed te verklaren zijn.

Beschouw hiertoe tabel 6.1. In deze tabel is van elk van de 8 typen lasers van tabel 3.2 de stripebreedte (S), de dikte van de p-cladding-laag (d_{clad}), de e^{-2} -intensiteitsbreedte ($2w$) en de geschatte waarde voor de kromtestraal aan de spiegel (R_{sp}) vermeld (zie ook tabel 3.1). Daarnaast is voor elk type laser een schatting van de overlapfactor

gemaakt. Hierbij is gebruik gemaakt van de in (6.28) vermelde waarden voor α_1, α_2 en de spiegelverliezen. Wanneer voor één van deze parameters een grotere waarde zou worden gebruikt levert dit een kleinere overlapfactor op (zie (6.27)).

type	$d_{\text{clad}} [\mu\text{m}]$	$S [\mu\text{m}]$	$2w [\mu\text{m}]$	$R_{\text{sp}} [\mu\text{m}]$	ζ
1	0.50	6.7	6.2 ± 0.5	65 ± 15	0.6
2	0.52	4.8	5.3 ± 0.5	45 ± 12	0.7
3	0.50	4.8	5.0 ± 0.5	45 ± 5	0.7
4	0.32	4.8	3.6 ± 0.5	50 ± 20	0.6
5	0.50	3.9	4.6 ± 0.5	24 ± 3	1.0
6	0.75	4.8	8.6 ± 0.5	26 ± 3	0.9
7	1	5	13 ± 1	26 ± 3	0.9
8	1	5	13 ± 1	25 ± 2	0.9

Tabel 6.1: Diverse gegevens van de in hoofdstuk 3 besproken lasers (zie tekst). Voor elke laser is een schatting van de overlapfactor gegeven. De grootte-orde van deze schattingen is in overeenstemming met de fysische verwachtingen.

De typen 6,7 en 8 zijn gain-guided. De kromming van de fasefronten en daarmee de overlapfactor is voor deze drie typen praktisch gelijk. Dit sluit goed aan bij de gedachte dat de veldbreedte in een gain-guided laser voornamelijk door de breedte van het effectieve gainprofiel wordt bepaald.

Ook type 5 heeft een kromtestraal die duidt op gain-guiding. Dit type heeft weliswaar een dunnere p-claddinglaag dan type 6, maar de stripe is ook beduidend smaller. In hoofdstuk 4 is gebleken dat het 'uitpuil-effect' eerder in werking treedt naarmate de golfgeleider smaller is, zodat lasers met een smalle stripe reeds bij een relatief dunne p-claddinglaag gain-guided zullen zijn. In tabel 6.1 is dan ook te zien dat het intensiteitsprofiel bij type 5 veel breder is dan de stripe als gevolg van het uitpuileffect.

Type 1 heeft dezelfde p-claddinglaag als type 5, gecombineerd met een veel bredere stripe. Bij dit type is het uitpuileffect nog nauwelijks opgetreden zodat de veldverdeling bijna geheel is opgesloten binnen de stripe. Door de relatief dikke p-claddinglaag zal de stroomspreiding in dit type echter behoorlijk groot zijn (zie 4.3.2), wat resulteert in een gainprofiel dat veel breder is dan het intensiteitsprofiel. De overlapfactor in type 1 is dus klein en de fasefronten zijn relatief vlak.

Type 2 en type 3 bevinden zich ergens tussen type 1 en type 5 in. De veldverdeling bij deze types puilt nog niet zover uit als in type 5, maar is ook niet geheel meer opgesloten binnen de stripe.

Type 4, tenslotte, is een typische index-guided laser. De veldverdeling zit, net als bij type 1, bijna geheel opgesloten binnen de stripe. Doordat de p-claddinglaag bij type 4 echter dunner is zal de stroomspreiding bij dit type kleiner zijn dan bij type 1, zodat het gainprofiel bij het eerstgenoemde type minder buiten de stripe zal uitpuilen dan bij het laatstgenoemde type. Dit heeft wat krommere fasefronten tot gevolg.

Een ander effect, dat bij type 4 misschien een rol speelt, is de absorptie van de stroomblokkeerlagen. Deze bestaan uit GaAs en hebben dus een kleinere bandgap dan de actieve laag. De stroomblokkeerlagen zijn derhalve bij de lasergolflengte sterk absorberend ($\alpha \approx 10000 \text{ cm}^{-1}$ [1]) en zullen, net als de claddinglagen, een bijdrage leveren aan het totale effectieve gainprofiel. De invloed van de stroomblokkeerlagen op het effectieve gainprofiel zal groter worden naarmate de dikte van de p-claddinglaag afneemt, zodat de fasefronten in een SAS-laser met een zeer dunne p-claddinglaag wellicht een extra kromming vertonen omdat er energie wordt afgestraald naar de absorberende gebieden onder de stroomblokkeerlagen.

Met het overlapfactor model is het goed mogelijk gebleken om de verschillen in fasekromming tussen de diverse typen lasers kwalitatief te verklaren. Bovendien is het vermoeden gerezen dat in gain-guided lasers over het algemeen de kromste fasefronten worden aangetroffen. Het index-guiding mechanisme bij index-guided lasers zorgt er namelijk voor dat de veldverdeling zoveel mogelijk binnen de grenzen van de stripe blijft, waardoor de overlapfactor in deze lasers over het algemeen kleiner is dan bij gain-guided lasers (bij lasers met een

zeer dunne p-claddinglaag zou de kromming van de fasefronten echter weer wat toe kunnen nemen t.g.v. de hoge absorptiecoëfficiënt van de stroomblokkeerlagen). De kromtestraal van de fasefronten aan de spiegel zal dus voor de meeste SAS-lasers vermoedelijk altijd groter zijn dan $20 \mu\text{m}$.

Type 1, daarentegen, is een laser met een relatief dikke p-claddinglaag en een relatief groot verschil tussen de breedte van het effectieve gainprofiel en de breedte van het optische intensiteitsprofiel. Er zullen dan ook weinig SAS-lasers zijn met fasefronten die vlakker zijn dan in type 1.

Uit het bovenstaande kan de conclusie worden getrokken dat de kromtestraal van de fasefronten op de spiegel zich bij de meeste SAS-lasers vermoedelijk in het interval $20 \mu\text{m} < R_{\text{sp}} < 70 \mu\text{m}$ zal bevinden.

6.4: Origheid.

In de vorige paragrafen is er vanuit gegaan dat het laterale intensiteitsprofiel smaller is dan het effectieve gainprofiel. In dat geval is een 2^{de}-orde Taylorbenadering van de laterale fasefronten geoorloofd en zijn de laterale fasefronten bij benadering sferisch, zodat een gaussisch intensiteitsprofiel in de laser ook een gaussisch intensiteitsprofiel ver buiten de laser oplevert.

Een 'orige' PB-laser (zie 2.2.1) voldoet niet aan dit beeld. In deze paragraaf zal blijken dat dit vermoedelijk te wijten is aan het opkomen van hogere-orde termen in het verloop van de laterale fasefronten aan de randen van het effectieve gainprofiel, waar niet langer sprake meer is van een parabolisch verloop van de effectieve gaincoëfficiënt.

In hoofdstuk 5 is reeds vermeld dat er in de literatuur een tweetal nogal gestyleerde modellen bekend zijn voor de bepaling van de veldverdeling in een gain-guided laser. Beide modellen zijn uitvoerig beschreven in [3]. De beste van deze twee modellen levert orige verre veldverdelingen op en zal hier kort worden beschreven.

De golfvergelijking voor de laterale veldverdeling luidt (zie hoofdstuk 4):

$$d^2A/dx^2 + \xi(x)A = 0 \tag{6.29}$$

$$\text{met: } \xi(x) = k^2(\epsilon_{\text{eff}}(x) - \bar{\epsilon}).$$

Deze is analytisch oplosbaar voor ξ van de vorm:

$$\xi(x) = (2/s)^2 \left[\frac{u(u+1)}{\cosh^2(2x/s)} - u^2 \right] \quad (6.30)$$

met: $u = u_r + iu_i$.

De oplossing is in dit geval [3]:

$$A(x) = A_0 \cosh^{-u_r}(2x/s) e^{-iu_i \ln\{\cosh(2x/s)\}} \quad (6.31)$$

Het ladingsdragersprofiel in een p-n-heterojunctielaser heeft bij benadering een \cosh^{-2} -vorm, zodat ook ϵ_{eff} en dus ξ bij benadering deze vorm zal hebben. Uitdrukking (6.31) zal dus in redelijke benadering iets zeggen over de laterale veldverdeling in een PB-laser, ondanks de wat 'gekunstelde' vorm van (6.30).

De laterale fasefronten in het x-z-vlak worden gegeven door:

$$\bar{n}_r z + u_i \ln\{\cosh(2x/s)\} / k = \text{constant} \quad (6.32)$$

In fig. 6.4 is de vorm van het profiel van $\xi(x)$ geschetst, en is de vorm van de door (6.32) gegeven fasefronten weergegeven.

In het centrum van het gainprofiel is het gainprofiel parabolisch en zijn ook de fasefronten parabolisch. Aan de randen van het gainprofiel treedt echter een vervlakking van het gainprofiel op, die gepaard gaat met een vervlakking van de fasefronten. Alle EM veldintensiteit die zich op de vlakke gedeelten van de fasefronten bevindt wordt in nagenoeg dezelfde richting uitgezonden. Dit heeft twee pieken (de 'oren') in de verre veldverdeling tot gevolg (zie [3] voor een analytische bepaling van de verre veldverdeling).

De intensiteit van de pieken is o.a. afhankelijk van de hoeveelheid EM veldenergie op de rechte stukken van de fasefronten, dus aan de randen van het effectieve gainprofiel. Bij een originele laser zal het intensiteitsprofiel bijna even breed of zelfs breder zijn dan het effectieve gainprofiel, zodat relatief veel energie in de richting van de oren wordt uitgestraald. De mate van origheid is echter niet alleen afhankelijk van de intensiteit in de twee oren, maar ook van de mate

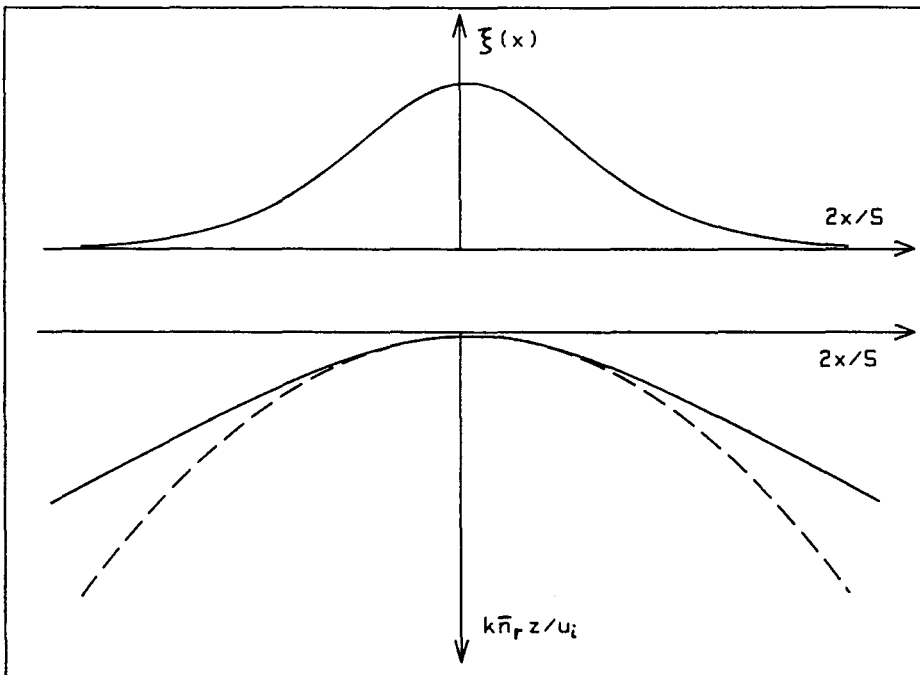


Fig. 6.4: De vorm van $\xi(x)$ (boven) en de vorm van de door (6.32) gegeven fasefronten (onder), waarin met een stippellijn de parabolische benadering is aangegeven.

waarin de oren elkaar overlappen, oftewel de hoek waaronder de oren worden uitgestraald. Indien deze hoek afneemt zullen de oren elkaar in toenemende mate overlappen en levert de resultante van de twee oren een verre veldverdeling op die steeds minder origheid vertoont. Dit uit zich o.a. in een afname van de origheid van het verre veld wanneer u_i afneemt (zie [3]). De kans op origheid bij een laser met een smalle verre veldverdeling is dus kleiner dan bij een laser met een brede verre veldverdeling. Dit is misschien een verklaring voor het feit dat een PB-laser met een relatief dunne actieve laag (dus met een relatief smalle uittreehoek) minder origheid vertoont dan een PB-laser met een relatief dikke actieve laag.

Uit nauwkeurige metingen van de verre veldverdeling van origine PB-lasers is, via een Fourier transformatie van deze metingen, inderdaad gebleken dat de fasefronten in de laser de in fig. 6.4 geschetste vorm hebben [10].

In fig. 6.4 blijkt dat de gemiddelde interne kromtestraal van de fasefronten iets groter zal zijn dan de via een 2^{de}-orde Taylorbenadering bepaalde interne kromtestraal. Bovendien zijn de fasefronten van een originele laser niet sferisch, zodat de uitkomst van een meting van het astigmatisme afhankelijk is van de numerieke apertuur (N.A.) van de gebruikte meetopstelling (zie fig. 2.4) [10].

7: TOEPASSING VAN DE THEORIE OP HET ONTWERP VAN SAS-LASERS.

7.1: De laterale optische intensiteitsbreedte als 'ontwerpparameter'.

Vaak worden aan een p-n-heterojunctielaser eisen gesteld m.b.t. het astigmatisme en de laterale uittreehoek. Met behulp van de in hoofdstuk 3 beschreven gaussische bundelbenadering kunnen deze eisen worden omgezet in eisen m.b.t. de optische intensiteitsbreedte en de kromming van de fasefronten op de spiegel van de laser. Hiervoor kunnen de formules (B14) en (B15) worden gebruikt, waarbij voor z het gewenste astigmatisme moet worden ingevuld:

$$R_{sp} = A.D. \left[1 + \frac{\lambda^2}{\alpha_0^4 \pi^2 A.D.^2} \right] \quad (7.1)$$

$$w^2 = \left[\frac{\lambda^2}{\pi^2 \alpha_0^2} \right] \left[1 + \frac{A.D.^2 \pi^2 \alpha_0^4}{\lambda^2} \right] \quad (7.2)$$

- met: R_{sp} = de benodigde kromtestraal van de fasefronten op de spiegel,
- w = de benodigde halve $1/e^2$ -breedte van de intensiteitsverdeling in de laser,
- A.D. = het gewenste astigmatisme van de laser,
- α_0 = de gewenste halve e^{-2} -uittreehoek van de laserbundel.

Om het gewenste astigmatisme en de gewenste uittreehoek te bereiken is het noodzakelijk dat zowel de optische intensiteitsbreedte als de kromming van de fasefronten in de laser onafhankelijk van elkaar kunnen worden ingesteld. Helaas moet uit hoofdstuk 6 worden geconcludeerd dat het met de huidige SAS-structuur niet goed mogelijk is om de kromming van de fasefronten te beheersen en (dus) te optimaliseren. In dat hoofdstuk is echter wél gebleken dat de kromtestraal van de fasefronten op de spiegel zich bij de huidige SAS-structuur (met een actieve laagdikte van 60-70 nm) vermoedelijk altijd in het interval $20 \mu\text{m} < R_{sp} < 70 \mu\text{m}$ zal bevinden. De kleinere kromtestralen zullen hierbij meestal worden aangetroffen bij gain-guided lasers, terwijl de wat

grotere kromtestralen meer zullen voorkomen bij index-guided lasers (zie 6.3.5).

Om de kromtestraal van de fasefronten te beïnvloeden zijn nogal ingrijpende wijzigingen in de laserstructuur nodig. In de laatste paragraaf van dit hoofdstuk zal nog enige aandacht worden besteed aan eventuele mogelijkheden om via wijzigingen in de laserstructuur de kromming van de fasefronten te veranderen.

In hoofdstuk 5 is gebleken dat de optische intensiteitsbreedte in een SAS-laser op relatief eenvoudige wijze samenhangt met de laserstructuur. De optische intensiteitsbreedte is dus de parameter die bij uitstek geschikt is om de laterale uittreehoek en het astigmatisme van een SAS-laser te beïnvloeden.

Fig. 5.4 kan worden gebruikt om een schatting te maken van de stripebreedte en de dikte van de p-claddinglaag die nodig zijn om een bepaalde optische intensiteitsbreedte te realiseren. Voor een laser met een zeer dunne p-claddinglaag ($\leq 0.3 \mu\text{m}$) is de e^{-2} -breedte van het optische intensiteitsprofiel ongeveer gelijk aan 80 % van de stripebreedte. Hierbij moet worden aangetekend dat de benodigde p-claddinglaag om dit 'verzadigingspunt' te bereiken dunner wordt naarmate de stripe smaller is.

7.2: Een beeld van de mogelijkheden.

In fig. 7.1 is de invloed van de R_{sp} en de intensiteitsbreedte in de laser op het astigmatisme en de laterale uittreehoek geschetst. Hierbij is gebruik gemaakt van de volgende formules, die na wat rekenwerk volgen uit (7.1) en (7.2):

$$\text{A.D.} = \left[\frac{w^2}{\alpha_0^2} - \frac{\lambda^2}{\pi^2 \alpha_0^4} \right]^{1/2} \quad (7.3)$$

$$\text{A.D.} = \frac{1}{2} R_{sp} \pm \frac{1}{2} \left[R_{sp}^2 - \frac{4\lambda^2}{\pi^2 \alpha_0^4} \right]^{1/2} \quad (7.4)$$

De getrokken lijnen zijn getekend m.b.v. (7.3) en behoren bij een

constante optische intensiteitsbreedte; de gestippelde lijnen zijn getekend m.b.v. (7.4) en behoren bij een constante kromming van de fasefronten. Omdat de e^{-2} -breedte een nogal ongebruikelijke maat is voor de breedte van de verre veldverdeling is gebruik gemaakt van de halfwaardebreedte van het verre veld, aangeduid met 'FF//' ('Far Field evenwijdig'). Deze is gerelateerd aan de e^{-2} -breedte via:

$$2\alpha_0 \approx 1.6 * FF// \quad (7.5)$$

De factor 1.6 is experimenteel bepaald en zal voor de meeste lasers in goede benadering gelden.

In fig. 7.2 is het onderste gedeelte van fig. 7.1 nog eens in detail weergegeven, voor een drietal kromtestralen en een zestal intensiteitsbreedtes.

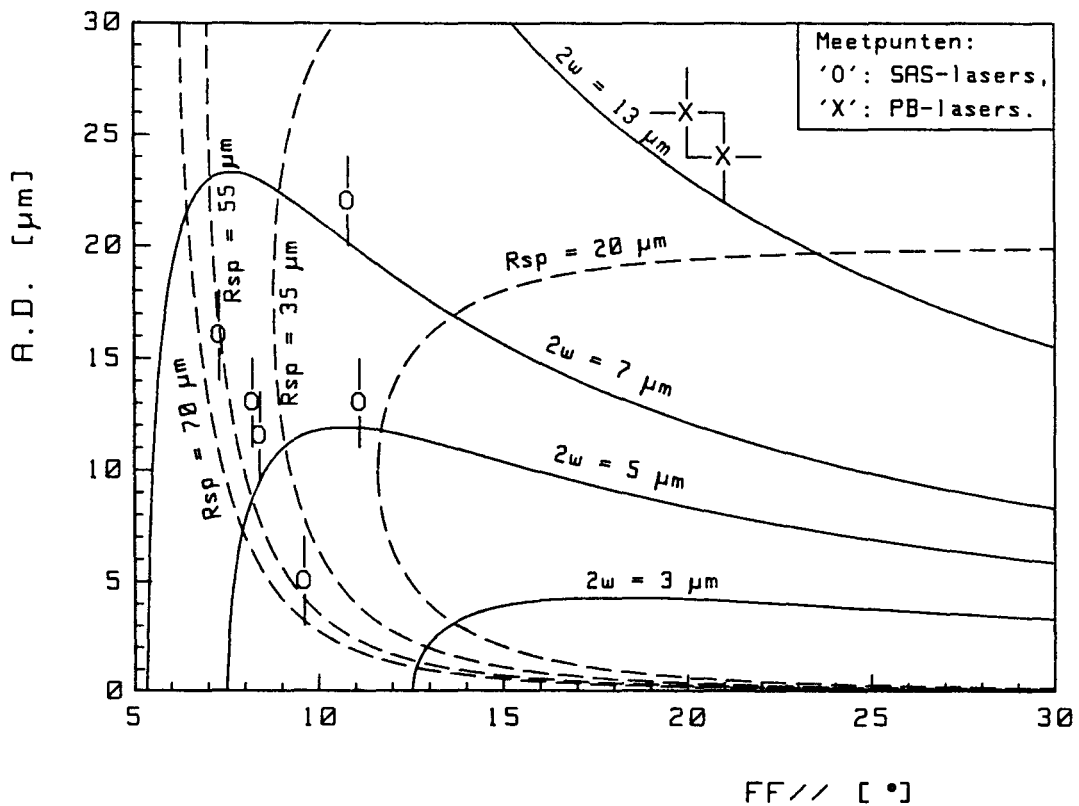


Fig. 7.1: De invloed van de kromtestraal van de fasefronten op de spiegel (R_{sp}) en de e^{-2} -intensiteitsbreedte in de laser ($2w$) op het astigmatisme en de laterale uittreehoek. In de figuur zijn de in tabel 3.1 vermelde meetwaarden aangegeven.

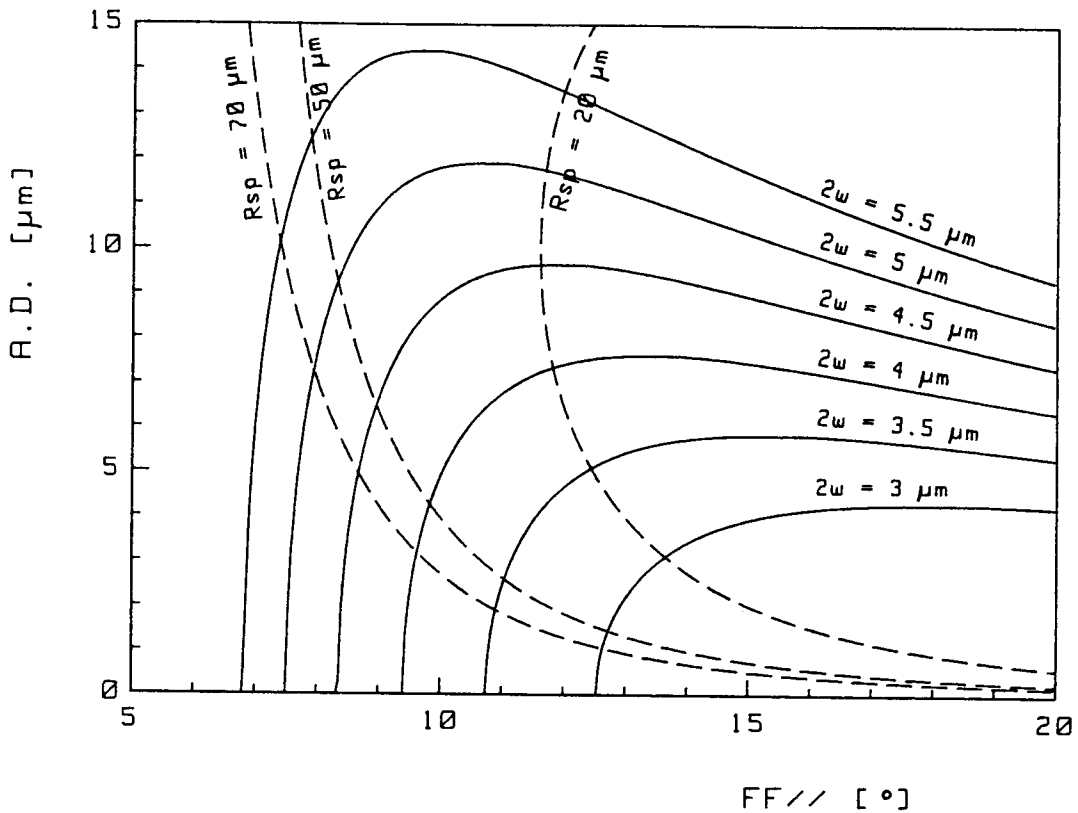


Fig. 7.2: Het onderste gedeelte van fig. 7.1 in detail.

De curven voor $R_{sp} = 20 \mu\text{m}$ en $R_{sp} = 70 \mu\text{m}$ geven de grenzen aan waarbinnen de mogelijkheden liggen van de huidige SAS-structuur.

Cain-guided lasers zullen in de buurt van de eerstgenoemde curve liggen, terwijl index-guided lasers zich meer rond de curven voor $R_{sp} \approx 40$ tot $60 \mu\text{m}$ zullen bevinden (zie 6.3.5). Uit de figuren 7.1 en 7.2 kan dus ruwweg worden vastgesteld welke 'A.D.-FF//-combinaties' met de huidige SAS-structuur bereikbaar zijn en welke optische intensiteitsbreedte voor een bepaalde combinatie moet worden nagestreefd.

7.3: Een SAS-laser met een laag astigmatisme.

In de figuren 7.1 en 7.2 is duidelijk te zien dat het astigmatisme van

een SAS-laser doeltreffend kan worden verkleind via een verlaging van de laterale optische intensiteitsbreedte in de laser (zie ook fig. 3.6). Dit heeft voor kleinere intensiteitsbreedtes tevens een verbreding van de laterale uittreehoek tot gevolg. Voor dit lage astigmatisme moet echter wel een prijs worden betaald: door de kleine optische intensiteitsbreedte wordt het vermogen per oppervlakte-eenheid aan de spiegels vergroot, waardoor de levensduur van de laser af zal nemen [9]. Daarom is het belangrijk om niet blindelings te streven naar een laag astigmatisme, maar de eis m.b.t. het astigmatisme goed te funderen.

Een kleine optische intensiteitsbreedte kan in principe op een tweetal manieren worden gerealiseerd: op een 'index-guided manier' en op een 'gain-guided manier'.

Op de 'index-guided manier' wordt een laser gegroeid met een zeer dunne p-claddinglaag ($\leq 0.3 \mu\text{m}$). Via de stripebreedte kan dan op een eenvoudige manier de gewenste intensiteitsbreedte worden gerealiseerd (de e^{-2} -breedte van het optische intensiteitsprofiel bedraagt ongeveer 80 % van de stripebreedte, zie hoofdstuk 5).

Op de 'gain-guided manier' wordt een laser gegroeid met een wat dikkere p-claddinglaag ($\sim 0.5 \mu\text{m}$), die van een zeer smalle stripe wordt voorzien. Hierdoor wordt in feite een gain-guided laser met een zeer smal gainprofiel gecreëerd.

Een gain-guided laser heeft voordelen t.o.v. een index-guided laser met betrekking tot het kinkgedrag [14] ('kinks' zijn onregelmatigheden in de L-I-curve), de efficiëncy en het ruisgedrag. Het inzicht in het gain-guided mechanisme is op dit moment echter onvoldoende om te kunnen voorspellen of het daadwerkelijk mogelijk is om gain-guided lasers met een zeer smal optisch intensiteitsprofiel te groeien en zo ja, welke stripebreedte hier dan voor moet worden gebruikt. Bovendien is het niet zeker dat gain-guided lasers met een smal optisch intensiteitsprofiel zich m.b.t. het kinkgedrag, de efficiëncy en het ruisgedrag hetzelfde zullen gedragen als de huidige gain-guided lasers. De 'index-guided manier' is daarom momenteel de 'veiligste' manier om een SAS-laser met een smal optisch intensiteitsprofiel te groeien.

Het zou echter best interessant kunnen zijn om te proberen een gain-guided laser met een smal optisch intensiteitsprofiel te groeien. Een dergelijke laser koppelt wellicht de bovengenoemde voordelen van

gain-guiding aan een laag astigmatisme en een relatief brede laterale uittreehoek.

7.4: Beïnvloeding van de kromming van de fasefronten.

Uit het overlapfactor model (par. 6.3) volgt dat de kromming van de fasefronten in de laser kan worden beïnvloed via de spiegelverliezen, de actieve laagdikte en de overlapfactor.

De spiegelverliezen zijn afhankelijk van de reflectiecoëfficiënten van de beide spiegels en de lengte van de cavity (zie (6.16)). Door één of meerdere van deze parameters te veranderen kunnen de spiegelverliezen worden beïnvloed. Lagere spiegelverliezen geven vlakkere fasefronten, zoals blijkt uit (6.27). Uit deze formule blijkt ook dat de invloed van een verandering van de spiegelverliezen op de kromming van de fasefronten afhankelijk zal zijn van de grootte van de spiegelverliezen t.o.v. α_1, α_2 en Γ .

De invloed van de actieve laagdikte op de kromming van de fasefronten is reeds besproken in 6.3.4: een dikkere actieve laag betekent krommere fasefronten.

De breedte van het effectieve gainprofiel en daarmee de overlapfactor kan worden beïnvloed via de stroomspreiding in de p-claddinglaag. Een grotere stroomspreiding bij een gelijkblijvende intensiteitsbreedte betekent een kleinere overlapfactor en dus vlakkere fasefronten. Voor een beïnvloeding van de stroomspreiding zijn wellicht laserstructuren denkbaar waarbij het stroompad boven de actieve laag onafhankelijk van de breedte van de effectieve golfgeleider kan worden ingesteld. Ook is het mogelijk om de stroomspreiding in de p-claddinglaag te beïnvloeden via de soortelijke weerstand van deze laag (o.a. door zinkdiffusie). Een lagere soortelijke weerstand geeft namelijk minder stroomspreiding [9].

Bij dit alles moet worden aangetekend dat het overlapfactormodel slechts geldig is in het centrum van het gainprofiel. In par. 6.4 is bijvoorbeeld gebleken dat aan de randen van het gainprofiel een vervlakkening van de fasefronten op kan treden, waardoor een 2^{de}-orde Taylorbenadering van de fasefronten hier niet langer adequaat is.

8: DISCUSSIE.

8.1: De invloed van het outputvermogen op de fasekromming.

Wanneer het outputvermogen van een p-n-heterojunctielaser wordt verhoogd zal de laterale verre-veldverdeling van de desbetreffende laser versmallen. Deze versmalling is het duidelijkst waarneembaar in PB-lasers, terwijl er bij SAS-laser met een dunne p-claddinglaag nauwelijks meer van een versmalling sprake is. In hoofdstuk 3 is gebleken dat de verre-veldversmalling te wijten moet zijn aan een vervlakking van de fasefronten in de laser. Bij PB-lasers is er dan ook sprake van een toenemend astigmatisme met toenemend vermogen, terwijl het astigmatisme bij de meeste SAS-lasers juist afneemt als het outputvermogen wordt verhoogd.

Om een indruk te krijgen van de grootte-orde van bovengenoemde effecten zijn metingen verricht aan 5 typen PB-lasers met verschillende actieve laagdiktes. De metingen zijn gedaan bij kamertemperatuur.

Het astigmatisme nam bij alle typen met 4 - 6 μm toe als het vermogen werd verhoogd van 8 mW naar 25 mW (zie appendix C voor een overzicht van de gebruikte meetmethoden). De toename van het astigmatisme met het vermogen was praktisch lineair.

Bij een tweetal typen (type 7 en type 8 van tabel 3.1) is bij 8 mW en bij 25 mW de optische intensiteitsbreedte aan de spiegel en de verre veldverdeling gemeten. Er was een geringe versmalling (0.5 - 1 μm) in de intensiteitsbreedte merkbaar bij het hogere vermogen, die wellicht te wijten is aan een geringe versmalling van het gainprofiel doordat de stroomspreiding in de p-claddinglaag kleiner wordt als de stroomsterkte toeneemt [9]. De verre veldverdeling vertoonde bij het hogere vermogen meer 'origheid', terwijl de e^{-2} -uittreehoek met $\pm 4^\circ$ was versmald.

De vraag is nu waardoor deze verschijnselen worden veroorzaakt. Hieronder zullen een drietal hypothesen worden besproken, die ieder mogelijk een (gedeeltelijk) antwoord geven op deze vraag.

Hypothese 1: De 'warmtehypothese'.

Als het outputvermogen van een p-n-heterojunctielaser wordt verhoogd zal de laser recht onder de stripe wat meer opwarmen dan aan de randen van de stripe. Het ladingsdragersprofiel blijft hierbij nagenoeg gelijk, omdat praktisch alle extra aangevoerde ladingsdragers worden gebruikt om de veldverdeling in de cavity te versterken [1]. Bij een hoger outputvermogen zal de reële brekingsindex recht onder de stripe dus wat toenemen t.o.v. de reële brekingsindex aan de randen van de stripe (zie par. 4.3).

Het effect van deze opkomende 'bult' in de reële brekingsindex is vergelijkbaar met het effect van de opkomende brekingsindexstappen bij een afnemende dikte van de p-claddinglaag in een SAS-laser: de veldverdeling versmalt en wordt wat meer in het gainprofiel 'gedrukt'. De overlapfactor neemt dus af en daarmee ook de fasekromming.

Hoewel slechts een zeer geringe afname van de overlapfactor nodig is om de gemeten toename van het astigmatisme te verklaren lijkt deze hypothese in strijd met het feit dat de verre-veldverdeling van een PB-laser bij toenemend vermogen steeds 'origier' wordt. In par. 6.4 is immers gebleken dat origheid waarschijnlijk wordt veroorzaakt door het feit dat er sprake is van een hoge EM veldintensiteit aan de randen van het gainprofiel. Dit wijst juist op een toename van de overlapfactor, wanneer de origheid van de verre veldverdeling verhevig. Een veel gehoorde variant van de warmtehypothese is de gedachte dat de opkomende 'bult' in de reële brekingsindex bij toenemend vermogen rechtstreeks invloed heeft op de fasekromming in de laser. In hoofdstuk 6 is echter gebleken dat de invloed van kleine reële brekingsindexvariaties op de tweede-orde term van de laterale fasefronten verwaarloosbaar klein is. Daarmee wordt een sterke rechtstreekse invloed op de kromming van de fasefronten door de hierboven geschetste warmte-effecten uiterst onwaarschijnlijk.

Hypothese 2: De 'holeburning-hypothese'.

Bij een verhoging van het outputvermogen neemt de EM energiedichtheid in de cavity van de laser toe, en daarmee ook de gestimuleerde emissiesnelheid (zie (1.1)). De gestimuleerde emissiesnelheid neemt hierbij het snelst toe in het centrum van de laterale veldverdeling (hier is immers de EM energiedichtheid het grootst), waardoor er rond

$x = 0$ een plaatselijke verarming in de ladingsdragersconcentratie ontstaat [3,13,14]. Dit 'holeburning' effect heeft als gevolg dat de top van het gainprofiel wordt afgevlakt. Bij een sterke mate van holeburning kan er zelfs een 'dip' in het centrum van het gainprofiel ontstaan. Hole burning is waarschijnlijk de oorzaak van het optreden van 'kinks' (onregelmatigheden) in de L-I-curve [14].

Door het holeburning effect zal het verschil tussen $g_{\text{eff}}(0)$ en de spiegelverliezen wat kleiner worden, met als gevolg een vervlakking van de fasefronten in de laser (zie (6.18)). In de 2^{de}-orde benadering van hoofdstuk 6 is een afname van $g_{\text{eff}}(0) - \bar{g}$ met circa 10 % voldoende om de gemeten toename van het astigmatisme te verklaren.

Een ander gevolg van holeburning is een afname van de 'dip' in de reële brekingsindex t.g.v. ladingsdragerseffecten. De effecten hiervan zijn vergelijkbaar met de hierboven geschetste warmte-effecten en kunnen dus eveneens een vervlakking van de fasefronten tot gevolg hebben.

Ook de holeburning-hypothese geeft echter geen antwoord op de vraag waarom de origheid van de verre-veldverdeling toeneemt.

Hypothese 3: De 'hogere-orde-hypothese'.

De origheid van de verre-veldverdeling van PB-lasers neemt toe als het outputvermogen van de desbetreffende laser wordt verhoogd. Dit duidt op een vervlakking van de fasefronten aan de randen van de veldverdeling, die kan worden gezien als het opkomen van hogere-orde termen in de Taylorbenadering van het laterale faseverloop (zie par. 6.4). Deze vervlakking hangt vermoedelijk samen met veranderingen in de vorm en/of de breedte van het gainprofiel die optreden wanneer de EM energiedichtheid en daarmee de gestimuleerde emissiesnelheid in de laser wordt verhoogd.

Volgens de 'hogere-orde'-hypothese zou de vervlakking van de fasefronten bij toenemend vermogen in p-n-heterojunctielasers dus vooral optreden aan de randen van de veldverdeling. Deze gedachte is in overeenstemming met berekeningen van Asbeck e.a. [13] en met metingen van v. Eck [10] (beide aan PB-lasers). De vervlakking van de fasefronten gaat bij SAS-lasers niet gepaard met origheid, omdat de laterale uittreehoek bij dit type laser dermate klein is dat de twee 'oren' elkaar in voldoende mate overlappen (zie par. 6.4).

Toekomstig onderzoek zou moeten uitwijzen waardoor deze opkomst van hogere-orde termen precies wordt veroorzaakt.

8.2: Andere verschillen tussen gain-guiding en index-guiding.

Gain-guided lasers onderscheiden zich o.a. van index-guided lasers door een grotere overlapfactor. Hiermee kunnen de verschillen in fasekromming tussen de twee typen lasers worden verklaard. Wellicht is de grotere overlapfactor in een PB-laser ook (gedeeltelijk) verantwoordelijk voor andere verschillen tussen gain-guided en index-guided lasers.

De grote overlapfactor in een gain-guided laser heeft bijvoorbeeld tot gevolg dat er van de extra aangevoerde ladingsdragers voorbij de drempelstroom relatief weinig in het gebied buiten het laterale intensiteitsprofiel terechtkomen en daar via spontane emissie vervallen, zodat zij de mode in de cavity niet versterken. Wellicht is mede hierdoor de efficiëncy van een gain-guided laser wat groter dan die van een index-guided laser.

Een ander effect van het hoog opgepompte gainprofiel bij de drempelstroom in een gain-guided laser is de hogere spontane emissiesnelheid in dit type laser. Dit heeft tot gevolg dat het longitudinale modespectrum van een gain-guided laser meer spectraallijnen zal bevatten [3].

Spontane emissie vormt bovendien een soort 'dempingsfactor' in het pulsgedrag van de laser [3]. Misschien is mede daarom het pulsgedrag van een gain-guided laser slechter dan het pulsgedrag van een index-guided laser.

Verder onderzoek zou uit moeten maken of en in hoeverre bovengenoemde effecten verantwoordelijk zijn voor de genoemde verschillen tussen gain-guided en index-guided lasers.

CONCLUSIES.

- Via de gaussische bundelbenadering kan een eenduidig verband worden gelegd tussen het astigmatisme, de laterale verre veldverdeling (het FF//) en de laterale optische intensiteitsbreedte in de laser (het NF//). Experimenteel is gebleken dat de bij SSL geproduceerde lasers in goede benadering aan dit verband voldoen (hoofdstuk 3).

- Het lage astigmatisme van SAS-lasers t.o.v. PB-lasers wordt voornamelijk bepaald door het smallere NF// in het eerstgenoemde type laser (hoofdstuk 3).

- Het astigmatisme van SAS-lasers kan doeltreffend worden verlaagd door een versmalling van het NF// (hoofdstuk 7). Deze versmalling kan worden bereikt door het verdunnen van de p-claddinglaag (de pA11), waarbij het weinig zin heeft de p-claddinglaag dunner te maken dan $0.3 \mu\text{m}$. Bij dunne p-claddinglagen ($\leq 0.3 \mu\text{m}$) kan een verdere versmalling van het NF// (en dus een verdere verlaging van het astigmatisme) worden bereikt door het versmallen van de stripe (hoofdstuk 5).

- De kromming van de laterale fasefronten in de laser wordt in een tweede-orde Taylorbenadering bij benadering bepaald door het verschil tussen de 'hoogte' van het effectieve gainprofiel en de spiegelverliezen (hoofdstuk 6). Hoe groter het verschil tussen de twee grootheden, hoe krommer de fasefronten.

- De versmalling van het FF// en de daarmee gepaard gaande toename van het astigmatisme met een toenemende actieve laagdikte bij PB-lasers staat in verband met het feit dat het effectieve gainprofiel van een PB-laser met een dikke actieve laag hoger moet worden 'opgepompt' om de toegenomen verliezen t.g.v. absorptie in de ongepompte gebieden van de actieve laag te compenseren. Hierdoor zijn de laterale fasefronten in een PB-laser met een dikke actieve laag meer gekromd. Het verloop van het astigmatisme als functie van de actieve laagdikte (de confinement) bij PB-lasers is onder zekere voorwaarden theoretisch goed te beschrijven m.b.v. het 'overlapfactor model' (hoofdstuk 6).

- De (gemiddelde) kromtestraal van de laterale fasefronten op de spiegel van de laser zal zich bij de huidige SAS-structuur vermoedelijk altijd in het interval $[20,70]$ μm bevinden, waarbij de kleinere waarden vooral bij gain-guided lasers voorkomen, terwijl de grotere waarden (~ 50 μm) zich vooral bij index-guided lasers manifesteren (hoofdstuk 6). Hierdoor is het aantal 'FF//A.D.-combinaties', dat met de huidige SAS-structuur kan worden bereikt, beperkt. De figuren 7.1 en 7.2 geven een indruk van deze combinaties (hoofdstuk 7).

- Bij toenemend outputvermogen is er sprake van een vervlakking van de laterale fasefronten in de laser (hoofdstuk 3). Over de oorzaak van deze vervlakking bestaat nog veel onduidelijkheid (hoofdstuk 8).

REFERENTIES.

- [1] : H.C. Casey Jr., M.B. Panish: *Heterostructure lasers, part A*; Academic Press Inc., New York (1978).
- [2] : H.C. Casey Jr., M.B. Panish: *Heterostructure lasers, part B*; Academic Press Inc., New York (1978).
- [3] : G.H.B. Thompson: *Physics of semiconductor laser devices*; John Wiley & Sons, New York (1980).
- [4] : J. Gowar: *Optical communication systems*; Prentence/Hall International, London (1984).
- [5] : D.D. Cook, F.R. Nash: *Gain induced guiding and astigmatic output beam of GaAs lasers*; J. Appl. Phys., vol. 46, p.1660, 1975.
- [6] : B.W. Hakki: *Carrier and gain spatial profiles in GaAs stripe geometry lasers*; J. Appl. Phys., vol. 44, p.5021, 1973.
- [7] : H.C.W. Beijerinck, K.A.H. v. Leeuwen: *Lasers in fysische experimenten (3P140)*; coll. dictaat nr. 3458, T.U. Eindhoven (1987).
- [8] : E. Hecht, A. Zajac: *Optics*; Addison-Wesley Publishing Company, London (1974).
- [9] : P.A.J. v.d. Braken: *Invloed van stroomblokkering bij de spiegels van halfgeleiderlasers op het levensduurgedrag en de lasereigenschappen*; afstudeerverslag Philips Components Nijmegen/T.U. Eindhoven (1989).
- [10]: D.C. v. Eck: *Wavefront measurements on semiconductor lasers*; I.E.E.E. J. Quantum Electron., vol. QE-19, p.966, 1983.
- [11]: W.B. Joyce: *Carrier transport in double-heterostructure active layers*; J. Appl. Phys., vol. 53, p.7235, 1982.
- [12]: H. Kressel, J.K. Butler: *Semiconductor lasers and heterojunction LEDs*; Academic Press Inc., New York (1977).
- [13]: P.M. Asbeck, D.A. Cammack, J.J. Daniele, V. Klebanoff: *Lateral mode behavior in narrow stripe lasers*; I.E.E.E. J. Quantum Electron., vol. QE-15, p.727, 1979.

- [14]: B. Garrett, J.E.A. Whiteaway: *Self stabilisation of the fundamental lateral mode in index-guided semiconductor lasers*; I.E.E.E. Proceedings, vol. 134, p.11, 1987.
- [15]: M.R. Spiegel: *Mathematical handbook*; McGraw-Hill Book Company, New York (1968).
- [16]: J. Buus: *The effective index method and its application to semiconductor lasers*; I.E.E.E. J. Quantum Electron., vol QE-18, p.1083, 1982.
- [17]: K. Petermann: *Some relations for the far-field distribution of semiconductor lasers with gain-guiding*; Optical and Quantum Electron., vol. 13, p.323, 1981.
- [18]: R. Papannareddy, W.E. Ferguson Jr., J.K. Butler: *Four models of lateral current spreading in double-heterostructure stripe-geometry lasers*; I.E.E.E. J. Quantum Electron., vol. QE-24, p.60, 1988.
- [19]: G.P. Agrawal, W.B. Joyce, R.W. Dixon, M. Lax: *Beam propagation analysis of stripe-geometry semiconductor lasers: threshold behavior*; Appl. Phys. Lett., vol. 43, p.11, 1983.

APPENDIX A.

Bepaling van het verloop van de kromtestraal over een fasefront van de vorm: $\beta_r z + \varphi(x) = \text{constant}$.

De laterale fasefronten in een p-n-heterojunctielaser worden gegeven door:

$$\beta_r z + \varphi(x) = \text{constant} \quad (\text{A1})$$

Zij kunnen worden gerepresenteerd in het x-z-vlak door curven van de vorm:

$$\bar{n}_r z + q(x) = \text{constant} \quad (\text{A2})$$

met: $\bar{n}_r = \beta_r/k =$ het reële deel van de 'gemiddelde' brekingsindex (zie hoofdstuk 4),

$$q(x) = \varphi(x)/k,$$

k = de golfvector in vacuüm.

In figuur A1 is een voorbeeld van een lateraal fasefront getekend. Om de kromtestraal van dit fasefront in het punt x,z te bepalen wordt eerst een lijn l door x,z getrokken, die loodrecht op het fasefront f staat:

$$l: z = b + (\bar{n}_r/q')x \quad (\text{A3})$$

$$\text{met: } q' = dq/dx.$$

De kromtestraal wordt nu gegeven door:

$$\begin{aligned} R(x) &= \sqrt{(z-b)^2 + x^2} \\ &= x \sqrt{(\bar{n}_r/q')^2 + 1} \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

In een p-n-heterojunctielaser is er in het algemeen slechts sprake van

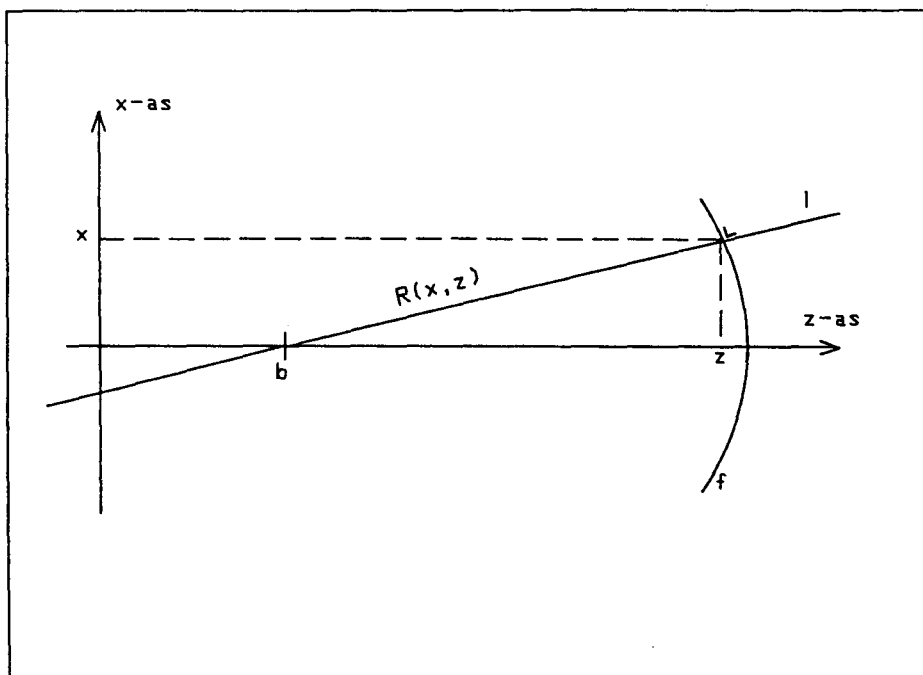


Fig. A1: Illustratie bij de berekeningen (zie tekst).

een zeer geringe kromming van de fasefronten, zodat zal gelden:

$(\bar{n}_r/q')^2 \gg 1$ (ofwel: $z-b \gg x$). De kromtestraal is dus bij benadering gelijk aan:

$$R(x) = \bar{n}_r x / q' \quad (A5)$$

Wanneer $q(x)$ een parabolisch verloop heeft ($q(x) = q_2 x^2$) is de kromtestraal in het centrum van de parabool nagenoeg constant. De fasefronten in het centrum van de parabool zijn dus sferisch, met kromtestraal:

$$R = n_r / 2q_2 = \beta_r / 2\varphi_2 \quad (A6)$$

met: $q(x) = q_2 x^2$,
 $\varphi(x) = \varphi_2 x^2$.

APPENDIX B.

Bepaling van de (gaussische) laterale bundelvorm uit de verre veldverdeling d.m.v. Fourier transformatie (paraxiale benadering).

In deze appendix zal de laterale bundelvorm van een p-n-heterojunctie-laser worden bepaald uit de verre veldverdeling van de desbetreffende laser. Hierbij wordt uitgegaan van een 'nette', separeerbare verre veldverdeling met in de laterale richting een gaussisch intensiteitsprofiel en sferische fasefronten met middelpunt M (zie fig. B1). Tevens wordt overal de paraxiale benadering $\sin(\alpha) = \alpha$ gebruikt. Met behulp van een Fourier transformatie (Fraunhofer diffractie, [8]) is het mogelijk de veldverdeling te berekenen in een vlak V op een afstand z van M (zie fig. B1). Hiervoor dient de verre veldverdeling $E(\alpha)$ bekend te zijn. De intensiteitsverdeling is reeds gaussisch verondersteld:

$$I(\alpha) = I_0 \exp(-\alpha^2 / \sigma_\alpha^2) \quad (B1)$$

Het verloop van de fase als functie van α , dus op cirkel C (straal r, middelpunt M; zie fig. B1) wordt gegeven door:

$$\varphi(\alpha) = kl(\alpha) \quad (B2)$$

met: $l(\alpha) =$ de afstand van B tot C als functie van α ,

$$k = 2\pi/\lambda.$$

Wanneer gebruik wordt gemaakt van de relaties $r \gg z$ en $r \gg PR$ (zie fig. B1) kan $l(\alpha)$ als volgt worden bepaald:

$$\begin{aligned} l &= BP-PQ \\ &\approx BP-PS = BP-(MP-MS) = BP-MP+r \end{aligned} \quad (B3)$$

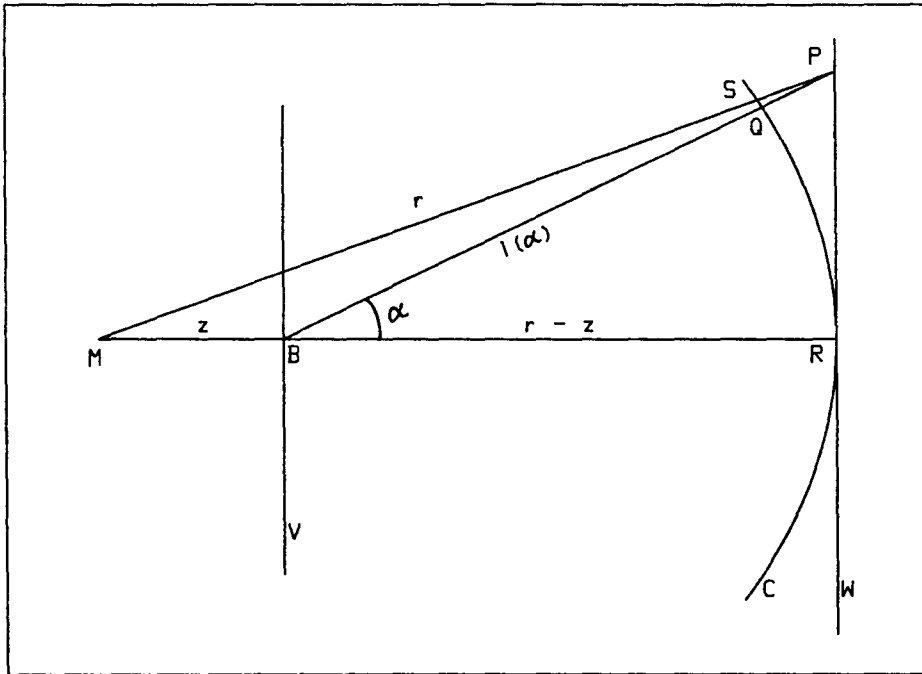


Fig. B1: Illustratie bij de berekeningen (zie tekst). In werkelijkheid is de afstand tussen de vlakken V en W veel groter dan hier getekend.

Met:

$$\begin{aligned}
 BP &= \sqrt{RP^2 + (r-z)^2} \\
 &\simeq r-z + RP^2/2(r-z) \\
 &\simeq r-z + \frac{1}{2}(r-z)\sin^2\alpha
 \end{aligned}
 \tag{B4}$$

en

$$\begin{aligned}
 MP &= \sqrt{RP^2 + r^2} \\
 &\simeq r + RP^2/2r \\
 &\simeq r + \frac{1}{2}(r)\sin^2\alpha
 \end{aligned}
 \tag{B5}$$

volgt:

$$\begin{aligned} l(\alpha) &= -z+r-(z/2)\sin^2\alpha \\ &\simeq -z+r-z\alpha^2/2 \end{aligned} \quad (B6)$$

De eerste twee termen in het rechterlid van (B6) beschrijven een constante fasefactor en zijn dus niet interessant.

De verre veldverdeling is nu bekend:

$$\begin{aligned} E(\alpha) &= \sqrt{I(\alpha)} \exp(i\varphi(\alpha)) \\ &= \sqrt{I_0} \exp(-\alpha^2(1/2\sigma_\alpha^2+ikz/2)) \\ &\equiv \sqrt{I_0} \exp(-\alpha^2(p_1+ip_2)) \end{aligned} \quad (B7)$$

Via een Fouriertransformatie kan $E(x)$ in vlak V worden bepaald [8]:

$$E(x) = C_1 \int_{-\infty}^{\infty} E(\alpha) \exp(-ikx\alpha) d\alpha \quad (B8)$$

De Fouriergetransformeerde van de (gaussische) verre veldverdeling is wederom gaussisch:

$$\begin{aligned} E(x) &= C_2 \exp(-k^2x^2/4(p_1+ip_2)) \\ &= C_2 \exp(-k^2x^2(p_1-ip_2)/4(p_1^2+p_2^2)) \end{aligned} \quad (B9)$$

Het intensiteitsprofiel in vlak V wordt gegeven door:

$$I(x) = E(x)E^*(x) = C_2^2 \exp(-k^2x^2p_1/2(p_1^2+p_2^2)) \quad (B10)$$

Het faseverloop in V wordt gegeven door:

$$\varphi(x) = k^2x^2p_2/4(p_1^2+p_2^2) \quad (B11)$$

Via de in appendix A beschreven methode kan uit uitdrukking (B10) de kromtestraal van de (parabolische) fasefronten bij V worden bepaald. Wanneer bovendien de oorspronkelijke uitdrukkingen voor p_1 en p_2 worden ingevuld levert dit na enig rekenwerk:

$$R(z) = z \left[1 + \frac{\lambda^2}{4\sigma_\alpha^4 \pi^2 z^2} \right] \quad (\text{B12})$$

Uitwerken van (B10) levert vervolgens een uitdrukking voor de halve e^{-1} -breedte van de intensiteitsverdeling op V.

$$\sigma_i^2(z) = (\sqrt{2}\pi\sigma_\alpha)^2 + (\sigma_\alpha z)^2 \quad (\text{B13})$$

Als in deze twee uitdrukkingen overal de halve e^{-2} -breedte wordt gebruikt i.p.v. de halve e^{-1} -breedte ontstaan de bekende formules van een gaussische bundel:

$$R(z) = z \left[1 + \frac{\lambda^2}{\alpha_0^4 \pi^2 z^2} \right] \quad (\text{B14})$$

$$w^2(z) = \left[\frac{\lambda^2}{\pi^2 \alpha_0^2} \right] \left[1 + \frac{z^2 \pi^2 \alpha_0^4}{\lambda^2} \right] \quad (\text{B15})$$

met: $\alpha_0 = \sqrt{2} \cdot \sigma_\alpha =$ de halve e^{-2} -breedte van de verre veldverdeling,

$w(z) = \sqrt{2} \cdot \sigma_i(z) =$ de halve $1/e^2$ -breedte van de intensiteitsverdeling in vlak V op afstand z van M.

APPENDIX C.

Overzicht van de gebruikte meetmethoden.

Het astigmatisme.

Het astigmatisme is bepaald m.b.v. een computergestuurde interferometer, die qua opbouw lijkt op een Mach-Zehnder interferometer [8]. De werking van dit apparaat is schematisch weergegeven in fig. C1.

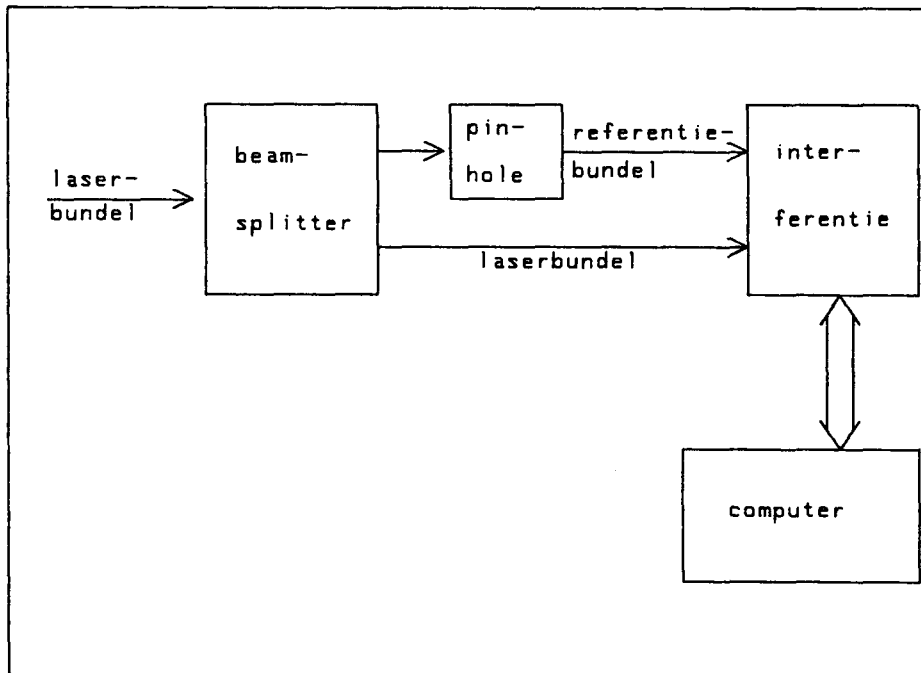


Fig. C1: Schematische weergave van de opstelling waarmee het astigmatisme is bepaald.

De laserbundel wordt gefocusseerd en uitgelijnd en treedt binnen in het apparaat. Hier wordt m.b.v. een beamsplitter een 'referentiebundel' van de laserbundel afgesplitst (de referentiebundel wordt gemaakt via een pinhole). Via interferentie van de referentiebundel met de laserbundel wordt het faseverloop in de laserbundel afgetast, waarbij het faseverloop in de bundel wordt gedigitaliseerd en opgeslagen in

het computergeheugen. Vervolgens kan een Zernike polynoombenadering van het faseverloop in de bundel worden berekend, waaruit tenslotte het astigmatisme van de laserbundel kan worden bepaald.

De laterale uittreehoek.

De laterale uittreehoek is bepaald met de in fig. C2 geschetste opstelling.

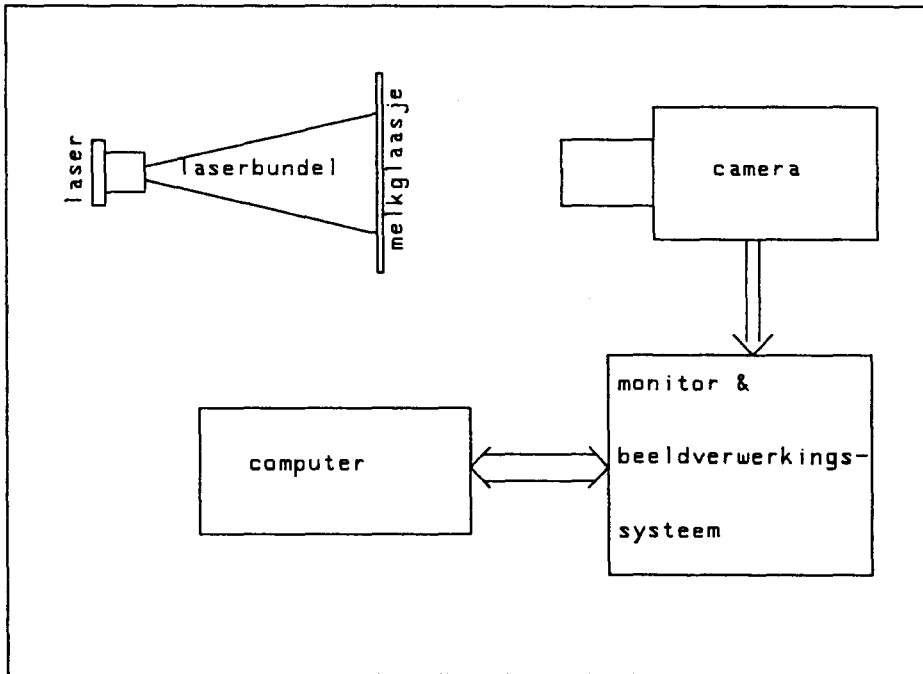


Fig. C2: Schematische weergave van de opstelling waarmee de laterale uittreehoek is bepaald.

De laserbundel wordt uitgelijnd en op een melkglaasje gericht. Via een camera wordt de intensiteitsverdeling op het melkglaasje vergroot weergegeven op een monitor, die is gekoppeld aan een beeldverwerkings-systeem en een computer. De computer rekent de intensiteitsverdeling op het melkglaasje om in een loodrechte en een laterale hoekverdeling van de intensiteit in de bundel. Deze kan eventueel worden uitgeplot (zie fig. 2.2). De computer berekent zelf de e^{-2} -uittreehoek en de FWHM uittreehoek in beide richtingen.

De laterale intensiteitsverdeling op de spiegel.

Voor de bepaling van de laterale intensiteitsverdeling op de spiegel is de in fig. C3 geschetste opstelling gebruikt.

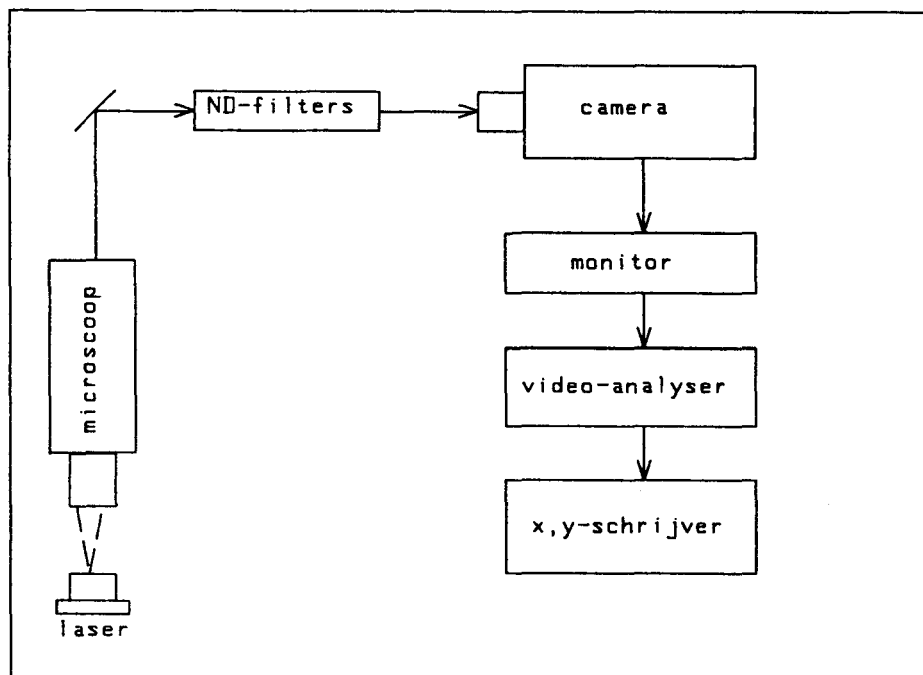


Fig. C3: Schematische weergave van de meetopstelling waarmee de laterale intensiteitsverdeling op de spiegel is bepaald.

De intensiteitsverdeling op de spiegel wordt via een microscoop en een camera sterk vergroot weergegeven op een monitor. Tussen de microscoop en de camera zijn een aantal ND-filters geplaatst om overbelichting van de camera te voorkomen. Met behulp van een video-analyser kan een doorsnede van het beeld op de monitor worden 'gescand' en m.b.v. een x,y-schrijver worden uitgeplot (zie fig. 3.3).

De gehele opstelling is vóór en na elke meetsessie geijkt met een ijkglasje (resolutie: 10 μm /lijn). De microscoop is telkens zo goed mogelijk gefocuseerd op het spontane emissiepatroon aan de spiegel, bij een stroomsterkte die ver voor de drempelstroom lag.

Omdat de veldverdeling op de spiegel over het algemeen zeer smal is,

moeten de metingen worden gecorrigeerd voor de lijnspreidfunctie van de meetopstelling. Deze wordt bijna volledig bepaald door het microscoopobjectief (N.A. = 0.55), zodat de lijnspreidfunctie de vorm van een Airy-profiel zal hebben [8] en dus bij benadering gaussisch is (zie fig. C4).

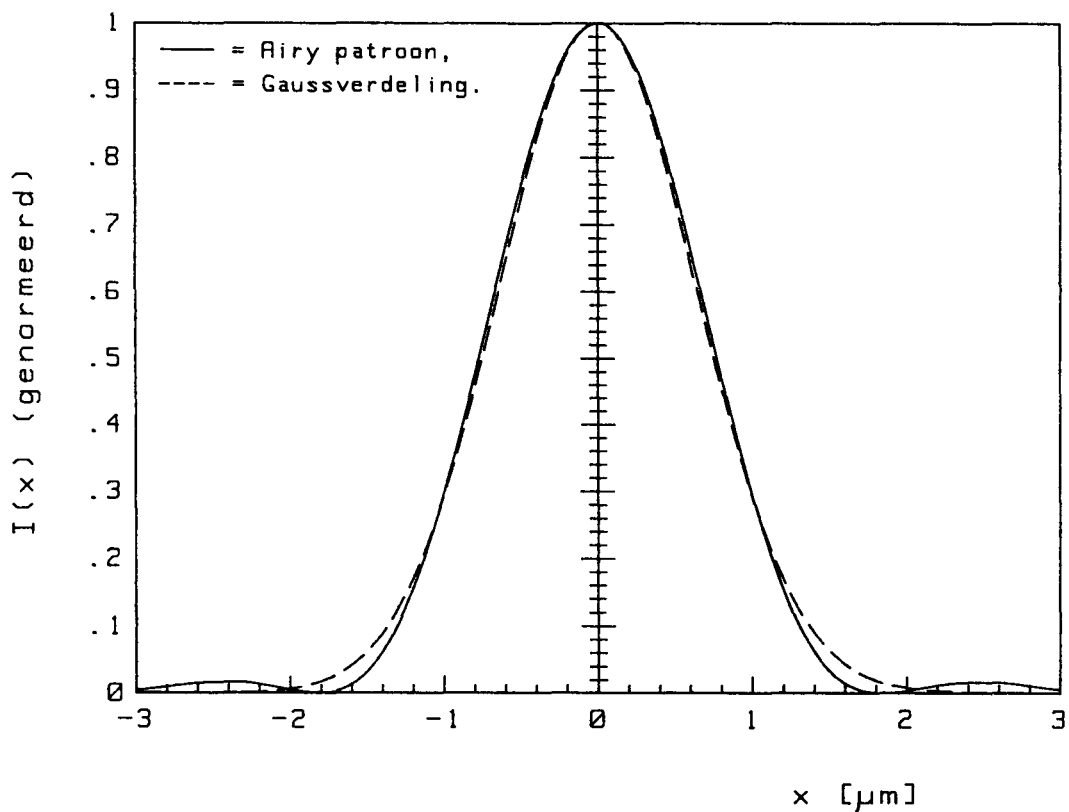


Fig. C4: Het Airyprofiel van het microscoopobjectief (N.A. = 0.55) bij een golflengte van 825 nm. Met een stippellijn is een gaussische benadering van het Airyprofiel weergegeven.

Uit fig. C4 blijkt dat de e^{-2} -breedte van de lijnspreidfunctie $2.5 \mu\text{m}$ bedraagt.

Ook de te meten intensiteitsverdeling is bij benadering gaussisch, zodat de convolutie van de lijnspreidfunctie met de te meten functie wederom een gaussische verdeling oplevert, met e^{-2} -breedte [15]:

$$\left[\begin{matrix} e^{-2}\text{-breedte} \\ \text{gemeten functie} \end{matrix} \right]^2 = \left[\begin{matrix} e^{-2}\text{-breedte} \\ \text{lijnspreidfunctie} \end{matrix} \right]^2 + \left[\begin{matrix} e^{-2}\text{-breedte te} \\ \text{meten functie} \end{matrix} \right]^2$$

Met bovenstaande formule kunnen de metingen van het laterale intensiteitsprofiel dus op eenvoudige wijze worden gecorrigeerd voor de lijnspreidfunctie van de meetopstelling.

De vorm van de lijnspreidfunctie kan ook experimenteel worden bepaald via een meting van het loodrechte optische intensiteitsprofiel op de spiegel, dat bij benadering als een puntbron kan worden beschouwd. Uit deze metingen is gebleken dat de lijnspreidfunctie de in fig. C4 geschetste vorm en breedte had.

APPENDIX D.

Overzicht van de gebruikte lasers.

Opmerking: deze appendix is voornamelijk bedoeld voor intern SSL gebruik.

De typen 1 t/m 8:

type	LE...	heatsink nummers	stripe breedte	dikte p-cladding	FF \perp (FWHM)	FF // (FWHM)
1	412.1	84/86/95 96/82	6.7 μm	0.50 μm	26.3 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$
2	441.9	346/354/363 378/380	4.8 μm	0.52 μm	23.7 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$
3	441.0	9/10/30 32/38	4.8 μm	0.50 μm	22.6 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$
4	431.4	287/273/275 278/279	4.8 μm	0.32 μm	25.2 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$
5	412.0	61/65/70 73/78	3.9 μm	0.50 μm	24.5 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$
6	441.3	128/132/146 149/150	4.8 μm	0.75 μm	23.8 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$
7	424.7	286/213/312 314	(PB)	(PB)	26 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$
8	424.5	205/299/227 235	(PB)	(PB)	28 $^{\circ}$	7.3 $^{\circ}$

De lasers van fig. 6.3 (A.D. $\langle\text{--}\rangle$ confinement) (ook de typen 7 en 8 zijn gebruikt):

LE...	heatsinknummers	d _{akt}	FF ⊥ (FWHM)
424.2	81/99/106/109	80 nm	28.8 °
424.1	60/64/77	86 nm	32.4 °
424.4	161/172/187/193	120 nm	38.6 °

De lasers van fig. 5.3 (ook de typen 1 t/m 7 zijn gebruikt):

LE...	heatsink nummers	stripe breedte	dikte p-cladding	FF ⊥ (FWHM)	FF // (FWHM)
412.2	179/180/181 182/184	3.5 μm	0.38 μm	25.1 °	11.8 °
412.7	512/515/523 519/526	3.4 μm	0.81 μm	26.1 °	11.5 °
431.2	151/152/154 156/158	4.7 μm	0.25 μm	24.4 °	9.5 °
454.3	121/124/128 146/155	5.4 μm	0.17 μm	28.0 °	8.6 °
412.4	334/335/336 337/338	5.5 μm	0.29 μm	25.5 °	8.4 °
415.7	461/470/442 444/465	5.5 μm	0.54 μm	25.3 °	7.5 °