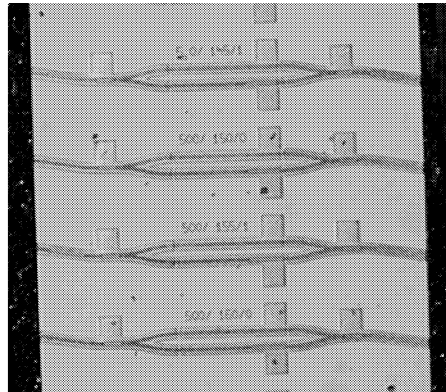
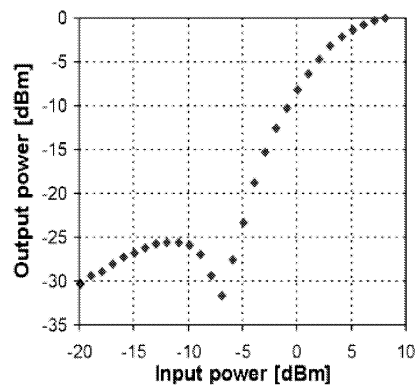


Optische signaalregeneratie op basis van geïntegreerde versterkende interferometers

Optical signal regeneration based on integrated amplifying interferometers

Jan De Merlier



Promotoren:

Prof. dr. ir. R. Baets
Prof. dr. ir. G. Morthier

INTEC, Universiteit Gent, België
INTEC, Universiteit Gent, België

Examencommissie:

Prof. Dr. J. Mørk
Prof. dr. ir. M. Smit
Prof. dr. ir. P. De Visschere
Dr. ir. D. Van Thourhout
Prof. dr. ir. P. Lagasse

COM, Technical University of Denmark, Denmark
TU Eindhoven, Nederland
ELIS, Universiteit Gent, België
INTEC, Universiteit Gent, België
INTEC, Universiteit Gent, België

Universiteit Gent
Faculteit Toegepaste Wetenschappen

Vakgroep Informatietechnologie (INTEC)
Sint-Pietersnieuwstraat 41,
B-9000 Gent
België

Tel.: +32-9-264.89.33
Fax.: +32-9-264.35.93

Dit werk kwam tot stand in het kader van een specialisatiebeurs toegekend door het IWT (Instituut voor de aanmoediging van Innovatie door Wetenschap en Technologie in Vlaanderen)

Dankwoord

Laat mij toe te beginnen met de man aan het roer van de vakgroep, Prof. Paul Lagasse. Bedankt voor het ter beschikking stellen van de infrastructuur en voor al de rest waarvan ik dagelijks slechts het resultaat zie maar geen besef heb van het vereiste werk achter de schermen. Dan volgen mijn promotoren Prof. Roel Baets en Prof. Geert Morthier. Beiden dank ik voor de enorme vrijheid die ze mij hebben gelaten gedurende mijn onderzoek. Vooral achteraf ervaar ik dit als een enorm voorrecht dat ik hoogstwaarschijnlijk zal verliezen eens ik de vakgroep verlaat. Gedurende de ganse periode ben ik ontelbare keren, op den bots, bij Geert kunnen binnenvallen met allerhande vragen en suggesties waarna ik vrij snel een indruk kreeg of het al dan niet de moeite was bepaalde onderwerpen verder uit te werken. Veel dank daarvoor. Ook dank ik Dries Van Thourhout, ooit mijn thesisbegeleider, die sinds enkele maanden terug deel uit maakt van de vakgroep en me opnieuw heeft bijgestaan met het verbeteren van papers en het grondig nalezen van dit eindwerk. Verder dank ik Prof. Peter Van Daele, Prof. Ingrid Moerman, Steven Verstuyft, Liesbeth Van Landschoot, Steven Van Put en Peter Geerinck voor de groei van lagenstructuren en de fabricage van heel wat componenten. Luc Haentjens dank ik voor het maatwerk van heel wat koperblokjes, zuiver vakmanschap. Hendrik Sergeant als gezaghebber over de meetkamers doet zijn werk gedegen en met dat aangename tikkeltje enthousiasme. Geert Diet dank ik voor de Labviewondersteuning en Kristien De Meulder voor het draaiende houden van alle computers. En dan is er Wouter, mijn eerste en enige thesisstudent. Het was best wel leuk even met twee mensen op het zelfde onderwerp te werken. Blijkbaar vond hij het zelfs zo interessant dat hij een deel van mijn werk verder zet, op weg naar 10 Gb/s en nog veel meer.

Dan heb je die mensen waarmee je gedwongen werd dagelijks de tijd door te brengen in één, soms veel te kleine, ruimte. Om uit de greep van de sekse van de 39 te blijven, zag ik mij genoodzaakt te vluchten naar het klein computerkot alwaar ik de meeste jaren heb versleten met Danaë. Haar moet ik danken voor vele kleine dingen. De laatste 2 jaar bracht ik door bij een bende met een grote variëteit aan persoonlijkheden: de aansteller, de man-die-alles-in-verschillende-tinten-van-zwart-ziet, de licht-ontvlambare, de man-met-de-lompe-klap en daarbovenop een sociaal assistente. Deze ‘gevaarlijke’ cocktail zorgde voor de zwaarste discussies over de meeste banale dingen, en toch zal ik ze missen.

I thank Mingshan, a man whose persistence has become legendarian within the walls of INTEC, for the collaboration during high-speed measurements.

I would also like to thank several people I have been involved with during the COST 267 project. First of all I thank Jesper Mørk for giving me the opportunity to do dynamic measurements at the research center of COM in Kopenhagen and of course Mads L. Nielsen who guided me through the measurements. I learned a lot from this collaboration. A second group I have worked with, is the group of Ivo Montrosset and Guido Perrone from the Politecnico de Torino. I would like to thank Ivo en Guido for the nice time at Torino and for giving me the opportunity to use their dynamic BPM solver in order to try to understand the behaviour of some of the devices. Thanks a lot.

Een oprecht woord van dank gaat uit naar alle mensen die ik, ongewild, meetrok in mijn enkele hoogtes en vele laagtes die ik ondervond tijdens mijn onderzoek: mijn ouders, broers, zus, vrienden.

Allerlaatst dank ik mijn vrouw, Anneke, die ongetwijfeld het meest ‘geleden’ heeft onder mijn kortstondige dips als het even minder ging op den INTEC. Bedankt, Anne, voor de nooit aflatende steun en het vele begrip.

Acronyms

AR	:	Anti-Reflection
ASE	:	Amplified Spontaneous Emission
BER	:	Bit Error Rate
BPM	:	Beam Propagation Method
CW	:	Continuous Wave
DFB	:	Distributed Feed Back
EAM	:	Electro-Absorption Modulator
ECC	:	Error Correction Code
EDFA	:	Erbium Doped Fiber Amplifier
FD-BPM	:	Finite Difference Beam Propagation Method
FP	:	Fabry-Pérot
GCSOA	:	Gain Clamped Semiconductor Optical Amplifier
IPDR	:	Input Power Dynamic Range
IVBA	:	Inter Valence Band Absorption
LOA	:	Linear Optical Amplifier
MI	:	Michelson Interferometer
MMI	:	Multi Mode Interference coupler
MOCVD	:	Metal Organic Chemical Vapour Deposition
MZI	:	Mach Zehnder Interferometer
NOLM	:	Non-Linear Optical Loop Mirror
NRZ	:	Non-Return-to-Zero
OSNR	:	Optical Signal to Noise Ratio
PIC	:	Photonic Integrated Circuit
PRBS	:	Pseudo Random Bit Sequence

QW : Quantum Well
RIE : Reactive Ion Etching
RZ : Return-to-Zero
SA : Saturable Absorber
SCH : Separate Confinement Heterostructure
SOA : Semiconductor Optical Amplifier
TE : Transverse Electric
TM : Transverse Magnetic
UNI : Ultrafast Non-linear Interferometer
WDM : Wavelength Division Multiplexing

Inhoudsopgave

1	Inleiding	1
1.1	Algemene inleiding	1
1.2	2R-regeneratie	2
1.3	Overzicht types	4
1.3.1	De elektro-absorptiemodulator (EAM)	4
1.3.2	Satureerbare absorber	5
1.3.3	De niet-lineaire optische lusspiegel	5
1.3.4	De ‘Q-switched’ laser	5
1.3.5	De halfgeleider optische versterker	6
1.4	Dit werk	7
1.5	Publicaties	8
1.6	Contributies boeken	9
1.7	Octrooiaanvraag	10
	Bibliografie	11
2	Modellering van actieve multimodale structuren	13
2.1	Inleiding	13
2.2	De diffusievergelijking	13
2.3	Oplossing van de diffusievergelijking	15
2.4	Modellering van versterkte spontane emissie in multimodale structuren	18
2.4.1	Inleiding	18
2.4.2	Theoretisch model	19
2.5	Globaal programma	23
2.6	Voorbeeld: De 1X1 MMI-SOA	25
2.6.1	Simulatieresultaten van de ruiseigenschappen van een 1X1 MMI-SOA	25
2.6.2	Experimentele resultaten	28
2.7	Besluit	31
	Bibliografie	32
3	Invloed van diffusie en oppervlakterecombinatie op het gedrag van actieve multimode interferentiekoppelaars	35
3.1	Inleiding	35

3.2	Klassieke theorie van de MMI	36
3.2.1	De 2X2 MMI	37
3.2.2	De 1X2 MMI	38
3.3	Probleembeschrijving	38
3.4	Simulatieresultaten	39
3.4.1	Laterale diffusie van de ladingsdragers	39
3.4.2	Oppervlaktere combinatie	42
	Bibliografie	46
4	Ontwerp van subcomponenten	47
4.1	Inleiding	47
4.2	Ontwerp lagenstructuur	47
4.3	Karakterisatie van de lagenstructuur	49
4.3.1	Verklaring van de meetresultaten	56
4.4	Ontwerp van een actieve ribgolgeleider	61
4.4.1	Ontwerpsoverwegingen	61
4.4.2	Besluit	64
4.5	Reductie van de facetreflectiviteit	64
4.6	Isolatie tussen elektroden	67
4.7	Besluit	68
	Bibliografie	70
5	Optische regeneratie op basis van een asymmetrische SOA-gebaseerde MZI en een MI met een 1X1 MMI-SOA in één van de armen	73
5.1	Inleiding	73
5.2	Principe	73
5.3	Simulatieresultaten	76
5.3.1	Invloed van niet-lineaire effecten op het zelfafbeeldingsgedrag van de 1X1 MMI-SOA en de 1X2 MMI-SOA	76
5.3.2	Het saturatiegedrag van een 1X1 MMI-SOA	77
5.3.3	Vergelijking van het dynamisch gedrag van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA	78
5.3.4	De regenerator	79
5.4	De asymmetrische SOA-gebaseerde Mach-Zehnder interferometer	81
5.4.1	Fabricage en maskerontwerp	81
5.4.2	Statische meetresultaten	82
5.4.3	Dynamische meetresultaten	84
5.5	De asymmetrische SOA-gebaseerde Michelson interferometer	87
5.5.1	Statische meetresultaten	87
5.5.2	Dynamische meetresultaten	88
5.6	Kleinsignaalmetingen	90
5.6.1	Kleinsignaal model	91
5.6.2	Simulatie- en meetresultaten	93
5.7	Bedenkingen bij het doorgangsschema	96
5.8	Relevantie Optische Signaal tot Ruisverhouding na een regenerator	98
5.9	Verbetering OSNR door een regenerator	99

5.10 Besluit	100
Bibliografie	103
6 Optische regeneratie op basis van een 2X2 MMI-SOA	105
6.1 Inleiding	105
6.2 Principe	105
6.3 Ontwerp en simulatieresultaten	106
6.4 Invloed van versterkte spontane emissie op werking 2X2 MMI-SOA	108
6.5 Finale ontwerpoverwegingen	109
6.6 Meetresultaten	112
6.6.1 Statische meetresultaten	112
6.7 Dynamische meetresultaten	113
6.7.1 Optische regeneratie van Non-Return-to-Zero signalen bij 1 Gb/s	114
6.7.2 Optische regeneratie van Return-to-Zero signalen bij 10 Gb/s	117
6.8 Besluit	118
Bibliografie	120
7 Besluit en perspectieven	121
7.1 Besluit	121
7.2 Perspectieven	122
Bibliografie	123
Publications	125
A Amplified spontaneous emission in index guided multimodal waveguide structures	127
B The influence of lateral carrier diffusion and surface recombination on the behaviour of SOA-based MMIs	143
C Experimental demonstration of all-optical regeneration using an MMI-SOA	155
D All-optical 2R regeneration based on an integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer incorporating an MMI-SOA	163
E Experimental demonstration of all-optical 2R regeneration at 10 Gb/s in a novel MMI-SOA based device	167
F Dynamic behaviour of a novel 2R regenerator based on an asymmetric SOA-based Michelson interferometer containing a 1X1 MMISOA	173

Hoofdstuk 1

Inleiding

1.1 Algemene inleiding

Uit een onderzoek door het ‘Stanford Institute for the Quantitative Study of Society’ naar de invloed van het internet op het sociale leven van de modale Amerikaan, blijkt [1]:

As Internet use grows, Americans report they spend less time with friends and family, shopping in stores or watching television, and more time working for their employers at home - without cutting back their hours in the office.

De reactie van de belangrijkste onderzoekers rond dit fenomeen over deze bevindingen zijn de volgende:

A key finding of the study is that “the more hours people use the Internet, the less time they spend in contact with real human beings,” said Stanford Professor Norman Nie, Director of SIQSS and principal investigator along with his co-investigator Professor Lutz Erbring of the Free University of Berlin. “This is an early trend that, as a society, we really need to monitor carefully.”

Wij, als onderzoekers in het domein van de optische vezelcommunicatie, moeten ons echter focussen op hoe we die toenemende vraag naar bandbreedte kunnen blijven beantwoorden. De theoretische capaciteit van de optische vezel, bedraagt ongeveer 50 Tb/s en is daarvoor dus het ideale transmissiemedium. De snelheid van de vereiste elektronica voor de modulatie en ontvangst van de datasignalen blijft echter beperkt tot enkele tientallen Gb/s. Aangezien fotonen niet onderling interageren is het echter mogelijk datasignalen op een verschillende golflengte tegelijkertijd door één optische vezel te sturen. Daarom wordt gebruik gemaakt van golflengtemultiplexering (Wavelength Division Multiplexing of WDM) om de capaciteit op te drijven. Dit laat dus een verhoging van de capaciteit van een optische vezellink toe zonder extra vezels te moeten introduceren. Het gebruik van de Erbium Doped Fiber Amplifier (EDFA), nauwkeurig dispersiemanagement, het gebruik van Error Correcting Code (ECC) en aangepaste modulatieschema's heeft het mogelijk gemaakt om punt-tot-punt verbindingen met een bandbreedte van

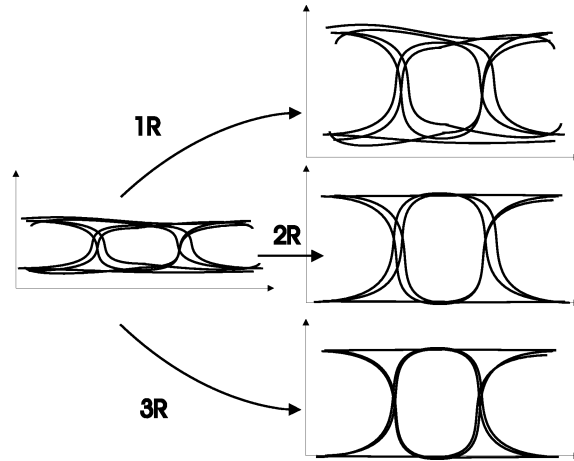
meerdere Terahertz te bereiken. Zo werd reeds een transmissiecapaciteit aangetoond van 6.1 Tb/s (159 golflengten, gemoduleerd aan 42.7 Gb/s) over een afstand van 2100 km [2]. Het is dus mogelijk om een punt-tot-punt verbinding in hoge mate te optimaliseren zonder de nood aan regeneratie van de signalen. Om de maximale propagatie-afstand verder te verhogen zijn regeneratoren vereist die de degradatie van WDM-signalen inperken. De belangrijkste degradatiemechanismen van WDM-signalen zijn [3]:

1. attenuatie bij propagatie door de optische vezel
2. accumulatie van ruis, toegevoegd door de optische versterkers
3. niet-lineaire effecten in de vezel zoals ‘self phase modulation’, ‘cross phase modulation’, ‘four wave mixing’,...
4. chromatische dispersie en polarisatie mode dispersie
5. overspraak in WDM-componenten

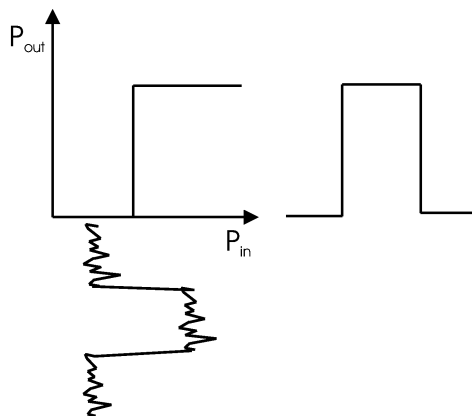
Deze mechanismen leiden tot verschillende types signaaldegradatie: intensiteitsruis, ‘timing jitter’ en pulsvormdistortie. Attenuatie kan gemakkelijk verholpen worden met behulp van optische versterkers en wordt ook wel 1R-regeneratie genoemd (Re-amplification). De toenemende intensiteitsruis en pulsvormdistortie kan beperkt worden door het invoeren van 2R-regeneratoren (Re-amplification en Re-shaping) in het netwerk. Indien ook de ‘timing jitter’ (de afnemende synchronisatie tussen de onderlinge pulsen en toegenomen variaties in pulsduur) te groot wordt, is 3R-regeneratie vereist (Re-amplification, Re-shaping, Re-timing). De invloed van verschillende gradaties van regeneratie op het signaal, zijn weergegeven in figuur 1.1. De complexiteit van de verschillende types regeneratie neemt echter heel sterk toe. 1R-regeneratie kan simultaan gebeuren voor alle WDM-signalen. 2R-regeneratie maakt het gebruik van een niet-lineair decisie-element noodzakelijk en werkt in op de individuele signalen zodat er de/multiplexers aan te pas komen. Tenslotte moet voor 3R-regeneratie klokextractie van het signaal uitgevoerd worden en vereist het de synchronisatie van het datasignaal met het gegenereerde kloksignaal vóór koppeling in het decisie-element. Zowel simulaties [4] als meetresultaten [5] tonen aan dat enkel met behulp van 2R-regeneratie de maximaal bereikbare transmissie-afstanden van WDM signalen, gemoduleerd bij hoge bitsnelheden, sterk kunnen verhoogd worden. Daarom is het nog steeds nuttig 2R-regeneratieschema’s te bestuderen.

1.2 2R-regeneratie

De ideale 2R-regenerator heeft een stapvormige transferfunctie zoals getoond in figuur 1.2. Na propagatie van een gedegradeerd signaal door een component met deze transferfunctie zal een ruisredistributie plaatsvinden op beide logische niveaus en de verhouding tussen de vermogenniveaus toenemen. Verder laat deze stapvormige transferfunctie een maximale variatie op het gemiddelde ingangsvermogen toe, zonder dat het zijn regenererende werking verliest. Dit resulteert in een



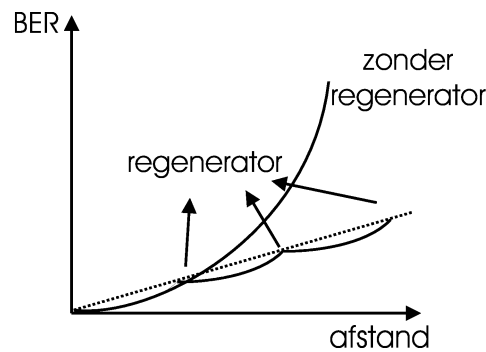
Figuur 1.1: Invloed van verschillende gradaties van regeneratie op het signaal



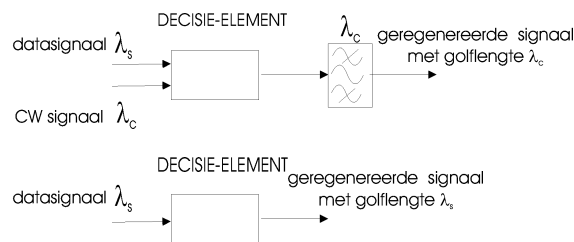
Figuur 1.2: De ideale transferfunctie voor een 2R-regenerator

groot dynamisch bereik van het ingangsvermogen (Input Power Dynamic Range (IPDR)). Bovendien leidt deze niet-lineaire transferfunctie tot een maximale cascabiliteit [6] en zorgt voor een lineaire toename in de Bit-Error-Rate (BER) als functie van de propagatie-afstand als een lineaire transmissielink verondersteld wordt [7] (zie figuur 1.3). In de praktijk kan zo een transferfunctie niet bereikt worden, maar wordt getracht deze zo goed mogelijk te benaderen. De volgende sectie geeft een kort overzicht van de bestaande regeneratieschema's. 2R-regeneratie wordt meestal uitgevoerd met simultane golflengte-omzetting maar sommige regeneratieschema's laten het behoud van de oorspronkelijke signaaldrager toe, zoals schematisch weergegeven in figuur 1.4. Dit type wordt een doorgangsschema genoemd. Dit principe heeft heel wat voordelen, zo is deze golflengtetransparant en

vermijdt de nood aan een afstembare laser en een afstembaar filter aan de uitgang van de component om het ‘oude’ datasignaal te elimineren. In dit werk worden regeneratoren op basis van het doorgangsschema beschouwd.



Figuur 1.3: De evolutie van de BER als functie van de propagatie-afstand met en zonder regenerator



Figuur 1.4: Schema van de regenerator met simultane golflengteconversie en de regenerator op basis van een doorgangsschema

1.3 Overzicht types

Verskillende componenten werden reeds aangewend om als basis te dienen voor een decisie-element. Hierna volgt een kort overzicht.

1.3.1 De elektro-absorptiemodulator (EAM)

De EAM wordt aangestuurd met een achterwaartse spanning en werkt dan absorberend voor het invallend licht. Het geabsorbeerde licht creëert ladingsdragers die op hun beurt een veld induceren dat het aanwezige veld tegenwerkt wat uiteindelijk resulteert in een afgenomen absorptie bij voldoende hoge ingangsvermogens. Een probesignaal dat dus gelijktijdig met een datasignaal door de EAM gestuurd

wordt, zal gemoduleerd worden door de variatie in absorptie. Bij hoge vermogens wordt de component transparant. Het niet-lineaire gedrag heeft dus enkel een onderdrukkende werking op het '0'-niveau. Ook zijn er hoge vermogens vereist (orde 18 dBm [8]). Werking bij 40 Gb/s werd echter aangetoond [9].

1.3.2 Satureerbare absorber

Dit device heeft een lagenstructuur met een sterk gedopeerde absorberende laag en vereist geen aansturing. Bij lage ingangsvermogens wordt het licht totaal geabsorbeerd. Vanaf een bepaald vermogen satureert de component en neemt de absorptie af. Net zoals bij de EAM, wordt het '0'-niveau sterk onderdrukt maar is de component transparant voor het '1'-niveau. De vereiste vermogens liggen wel veel lager en zijn van de orde 7 dBm [5]. Deze component in combinatie met een samendrukkingsvezel (compression fiber) en een optische filter werd gebruikt als 2R-regenerator in een doorgangsschema en is gedemonstreerd bij 40 Gb/s [5]. Als onderdeel van een 3R-regenerator werd een werking gedemonstreerd bij 20 Gb/s [10].

1.3.3 De niet-lineaire optische lusspiegel

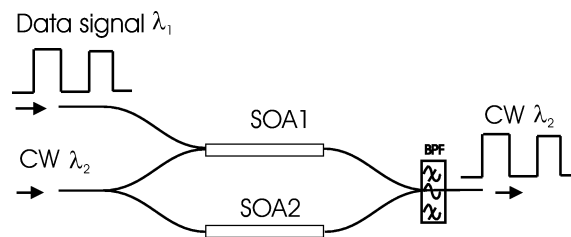
De niet-lineaire optische lusspiegel (Non-linear Optical Loop Mirror (NOLM)) maakt gebruik van het ultra-snelle maar heel zwakke Kerr-effect in een optische vezel en bevat het potentieel om te werken bij snelheden ver boven 100 Gb/s. In een NOLM wordt een kloksignaal in beide richtingen door de optische vezelring gestuurd, het datasignaal propageert in 1 richting. De klokpuls die meereist met het datasignaal ondervindt een niet-lineaire faseverandering als gevolg van het Kerr-effect. Dit is niet het geval voor de puls die propageert in de tegengestelde richting. De interferentie tussen beide kloksignalen aan de uitgang van de component hangt dus af van het signaalvermogen. Door het zwakke effect zijn wel honderden meters vezel vereist, gecombineerd met hoge vermogens. De vrij zwakke niet-lineariteit in de transferfunctie kan worden opgedreven door het gebruik van een cascade van 2 NOLMs. Dit laat dan ook het behoud van de golflengte van hetingangssignaal toe door omzetting naar een intermediaire golflengte in de eerste NOLM, gevolgd door een omzetting van de intermediaire golflengte naar de oorspronkelijke golflengte van het datasignaal in de tweede NOLM [11].

1.3.4 De 'Q-switched' laser

De 'Q-switched' laser bestaat uit 3 secties: 2 'Distributed Feedback' (DFB)-secties en 1 fase-afstembare sectie. De eerste DFB-sectie is de lasersectie, de tweede is aangestuurd rond transparantie en wordt gebruikt als een dispersieve reflector. De verschillende secties worden zo aangestuurd dat er enkel laseractie bereikt wordt als het gereflecteerde licht aan de reflectorsectie in fase is met het licht in de laser. Bij injectie van een hoog vermogensignaal verandert de brekingsindex van de actieve laag in de reflectorsectie en houdt de laserwerking op. De werking van deze regenerator werd aangetoond bij 10 Gb/s [12].

1.3.5 De halfgeleider optische versterker

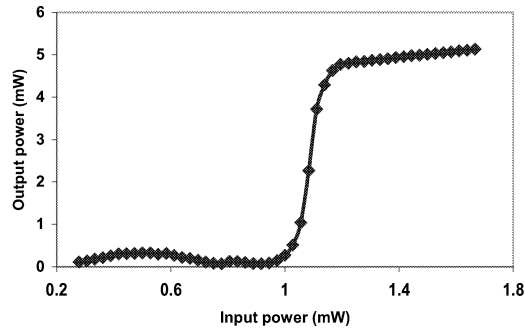
De meeste regeneratoren zijn gebaseerd op de niet-lineaire verandering van de complexe brekingsindex in een halfgeleider optische versterker (semiconductor optical amplifier (SOA)). Indien deze component in een Mach-Zehnder of Michelson-interferometer configuratie geplaatst wordt, kan de interferentie tussen beide bundels van hetingangssignaal van de interferometer gecontroleerd worden door het geïnjecteerde vermogen in één van beide armen (zie figuur 1.5). 2R-regeneratie met golflengteconversie werd gerapporteerd bij 10 Gb/s [13].



Figuur 1.5: Optische regeneratie met simultane golflengteconversie op basis van een SOA-gebaseerde Mach-Zehnder interferometer

Bij het gebruik van SOA-gebaseerde interferometers in differentiële mode, werd 3R-regeneratie en 2R-regeneratie met simultane golflengteconversie aangetoond bij 40 Gb/s [14]. Het nadeel van een differentieel schema is echter het verlies van transparantie van de bitsnelheid. Deze component werd ook als doorgangsschema voorgesteld [15] en vertoont een regenererende werking bij 40 Gb/s [16]. Andere 3R-regeneratieschema's op basis van de niet-lineaire effecten in een SOA zijn de 'Ultrafast nonlinear interferometer' (UNI) die werd gedemonstreerd bij 80 Gb/s [17] en de 'delayed-interference configuration', aangetoond bij 40 Gb/s [18].

Binnen de vakgroep INTEC werden reeds verschillende SOA-gebaseerde 2R-regeneratoren ontworpen die functioneren als doorgangsschema. Een eerste type is gebaseerd op een Mach-Zehnder interferometer met 2 winstvergendelde halfgeleider optische versterkers (Gain Clamped SOA (GCSOA)). De werking van deze regenerator is gebaseerd op de eigenschap van een GCSOA dat de lineaire versterking onafhankelijk is van de geïnjecteerde stroom door de GCSOA en het saturatievermogen toeneemt met de stroom. De transferfunctie van deze regenerator benadert het best de ideale stapvorm. Figuur 1.6 toont een opgemeten curve [19]. De snelheid van deze component wordt wel beperkt door de relaxatie-oscillaties in de GCSOAs. Dit schema werd ook uitgevoerd met LOAs (Linear Optical Amplifier) in de armen [20]. Een tweede regeneratieschema is gebaseerd op de niet-lineaire draaiing van de polarisatie bij propagatie door een SOA. De 2R-regenerator bestaat uit een opeenvolging van een polarisatiecontroller, een LOA, een tweede regeneratieschema is gebaseerd op de niet-lineaire draaiing van de polarisatie bij propagatie door een SOA. De 2R-regenerator bestaat uit een opeenvolging van een polarisatiecontroller, een LOA, een tweede regeneratieschema is gebaseerd op de niet-lineaire draaiing van de polarisatie bij propagatie door een SOA. De 2R-regenerator bestaat uit een opeenvolging van een polarisatiecontroller, een LOA, een tweede regeneratieschema is gebaseerd op de niet-lineaire draaiing van de polarisatie bij propagatie door een SOA. De intrinsieke polarisatieafhankelijkheid van dit schema is een minpunt.



Figuur 1.6: Stapvormige transferfunctie van de GCSOA gebaseerde Mach-Zehnder interferometer [19]

1.4 Dit werk

Alle SOA-gebaseerde decisie-elementen, die tot nu toe werden voorgesteld, maken gebruik van niet-lineariteiten in monomodale golfgeleiders. In dit werk worden twee nieuwe 2R-regeneratieschema's voorgesteld waarbij gebruik gemaakt wordt van de niet-lineaire werking in multimodale actieve golfgeleiderstructuren.

In hoofdstuk 2 wordt het statisch simulatieprogramma besproken dat gebruikt werd voor de simulatie van het niet-lineaire gedrag van een SOA-gebaseerde Multimode Interferentie koppelaar (MMI) of kortweg MMI-SOA. In dit model wordt er rekening gehouden met het lateraal gedrag van de ladingsdragers in de actieve laag. Verder werd er ook een model ontwikkeld voor de behandeling van versterkte spontane emissie in multimodale golfgeleiders en geïntegreerd in het simulatieprogramma. Het hoofdstuk wordt afgesloten met een studie naar het ruisgedrag van een 1X1 MMI-SOA in vergelijking met dat van een monomodale SOA. Zowel simulaties als experimentele resultaten worden gegeven.

In hoofdstuk 3 wordt de invloed van een niet-uniforme laterale ladingsdragersdistributie in de actieve laag op de lineaire werking van MMI-SOAs onderzocht. Dit effect werd onderzocht in twee gevallen: de ondiep geëtste MMI-SOA, waar de ladingsdragersdistributie bepaald wordt door laterale diffusie weg van de rib, en de MMI-SOA waar geëtsd wordt door de actieve laag. In dit geval leidt oppervlakterecombinatie aan de randen van de actieve laag tot een niet-uniforme ladingsdragersdistributie.

In hoofdstuk 4 wordt het ontwerp besproken van verschillende elementen die deel uitmaken van een SOA-gebaseerde component met een niet-lineaire functie als doel. Er werd een lagenstructuur ontworpen en gekarakteriseerd aan de hand van metingen op lasers. In dit hoofdstuk wordt ook dieper ingegaan op de oorzaak van de verschillende drempelstroom eigenschappen van ondiep en diep geëtste lasers. Andere onderwerpen zoals de minimalisatie van de reflectiviteit aan de facetten en de isolatie tussen twee nabijgelegen elektroden op één chip komen ook aan bod.

Hoofdstuk 5 geeft een overzicht van de simulatieresultaten en behaalde meetresultaten met een 2R-regenerator die is gebaseerd op een interferometer met een monomodale SOA in één arm en een 1X1 MMI-SOA in de andere arm. De 1X1 MMI-SOA zorgt voor een verhoogd ingangssaturatievermogen in vergelijking met de monomodale SOA wat aan de oorzaak ligt van een sterk niet-lineaire stapvormige transferfunctie. Deze configuratie geeft superieure resultaten wat betreft de statische transferkarakteristiek in vergelijking met de bestaande configuratie met 2 identieke SOAs. BER-metingen bij 2.5 Gb/s met Non-Return-to-Zero (NRZ)-signalen bevestigen de regenererende werking voor signalen die onderworpen zijn aan degradatie als gevolg van de toevoeging van spontane emissie en voor signalen met een gedegradeerde extinctieverhouding tussen beide logische niveaus.

Hoofdstuk 6 vat de resultaten samen van een ander type 2R-regenerator die gebaseerd is op de niet-lineaire schakeling van het ingekoppelde licht in een 2X2 MMI-SOA tussen beide uitgangsgolfgeleiders. De statische meetresultaten vertonen een sterk niet-lineair gedrag. De dynamische eigenschappen werden opgemeten aan de hand van metingen van de verbetering van de extinctieverhouding en BER-metingen. De BER-metingen werden uitgevoerd bij 1 Gb/s met NRZ-signalen en bij 10 Gb/s voor (Return-to-Zero) RZ-signalen.

1.5 Publicaties

1. J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "Dynamic behaviour of a novel 2R regenerator based on an asymmetric SOA-based Michelson interferometer containing a 1X1 MMISOA", aanvaard voor OAA 2003
2. J. De Merlier, D. Van Thourhout, G. Morthier, R. Baets, "Amplified spontaneous emission in index guided multimodal waveguide structures", aanvaard voor Journal of Quantum Electronics
3. J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "The influence of lateral carrier diffusion and surface recombination on the behaviour of SOA-based MMIs", aanvaard voor Journal of Quantum Electronics, juli 2003
4. M. Zhao, J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "All-optical 2R regeneration based on polarization rotation in a linear optical amplifier", Photonics Technology Letters, Vol. 15, pp.305-307, 2003
5. M. Zhao, J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "Dynamic birefringence of the linear optical amplifier and application in optical regeneration", Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol.8, pp.1399-1404, 2002
6. M. Zhao, J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "All-optical 2R regeneration based on non-linear birefringence in a LOA", Proceedings of LEOS 2002, pp. 109-110, Vol. 1, 2002
7. J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "Experimental demonstration of all-optical regeneration using an MMI-SOA", Photonics Technology Letters, Vol. 14, pp.660-662 2002

8. M. L. Nielsen, J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "Experimental demonstration of all-optical 2R regeneration at 10 Gb/s in a novel MMI-SOA based device", OFC 2002, pp.81-83, 2002
9. J. De Merlier, G. Morthier, P. Van Daele, I. Moerman and R. Baets, "All-optical 2R regeneration based on an integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer incorporating an MMI-SOA", Electronics Letters, Vol. 38, p.238-239, 2002
10. J. De Merlier, M. Zhao, G. Morthier, R. Baets, "Some new concepts for all-optical 2R regeneration using InP-based photonic integrated circuits", ONDM 2002, pp. 447-454, Italy, 2002
11. J. De Merlier, G. Morthier, S. Verstuyft, T. Van Caenegem, I. Moerman, P. Van Daele and R. Baets, "A novel 2R regenerator based on an asymmetric Mach-Zehnder interferometer incorporating an MMI-SOA", LEOS 2001, USA, pp.366-367, 2001
12. J. De Merlier, G. Morthier, T. Van Caenegem, R. Baets, I. Moerman and P. Van Daele, "Experimental demonstration of 15 dB extinction ratio improvement in a new 2R optical regenerator based on an MMI-SOA", ECOC 2001, The Netherlands, pp.574-575, 2001
13. J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "All-optical regeneration and wavelength conversion based on an MMI-SOA", Integrated Photonics Research - IPR'2000, Canada, pp.260-262, 2000
14. B. Vanderhaegen, D. Van Thourhout, J. De Merlier, G. Sarlet, L. Vanwassenhove, I. Moerman, P. Van Daele, R. Baets, "High Q InGaAsP ring resonator filters", Proceedings of ECIO 1999, Italy, pp.381-384 1999
15. D. Van Thourhout, J. De Merlier, T. Van Caenegem, L. Van Wassenhove, I. Moerman, P. Van Daele, R. Baets, C.G.P. Herben, X.J.M. Leijtens, J.W.M. van Uffelen, M. K. Smit, "Elimination of crosstalk in the common output amplifier of a multi-wavelength source by gain clamping", Proceedings of OFC and IOOC, USA, pp.27-29, 1999
16. D. Van Thourhout, J. De Merlier, T. Van Caenegem, K. Vandeputte, I. Moerman, P. Van Daele, R. Baets, C.G.P. Herben, X.J.M. Leijtens, J.W.M. van Uffelen, M. K. Smit, "Demonstration of multi-wavelength laser with a gain-clamped output amplifier", Proceedings of LEOS'98, USA, pp.192-193, 1998

1.6 Contributies boeken

G. Morthier, J. De Merlier, "Optical signal regeneration", Wiley Encyclopedia of Telecommunications, editor John G. Proakis ISBN: 0-471-36972-1

1.7 Octrooiaanvraag

J. De Merlier, G. Morthier, "Method and device for all-optical regeneration based on an asymmetric interferometer structure", US patent application, filed in 2002

Bibliografie

- [1] http://www.stanford.edu/group/siqss/Press_Release/internetStudy.html
- [2] G. Charlet, J.-C. Antona, S. Lanne, P. Tran, W. Idler, M. Gorlier, S. Borne, A. Klekamp, C. Simonneau, L. Pierre, Y. Frignac, M. Molina, F. Beaumont, J.-P. Hamaide, S. Bigo, "6.4 Tb/s (159x42.7 Gb/s) capacity over 21x100 km using bandwidth-limited phase-shaped binary transmission", Proceedings of ECOC 2002, Post Deadline paper PD 4.1
- [3] O. Leclerc, B. Lavigne, and D. Chiaroni, "All-optical regeneration: Principles and WDM implementation", in *Optical Fiber Telecommunications IVA (Components)*, Edited by I. P. Kaminow and T. Li, Academic Press, pp. 732-783, 2002
- [4] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, K.J. Blow, "All-optical passive 2R regeneration of dispersion-managed RZ data at 40 and 80 Gbit/s using in-line NOLMs", Proceedings of LEOS 2001. Vol. 1 ,pp. 83 -84, 2001
- [5] D. Rouvillain, P. Brindel, F. Segueineau, L. Pierre, O. Leclerc, H. Choumane, G. Aubin and J. L. Oudar, "Optical 2R regenerator based on passive saturable absorber for 40 Gb/s WDM long-haul transmissions", *Electronics Letters*, Vol. 38, pp. 1113-1114, 2002
- [6] P. Ohlen, E. Berglind, "Noise accumulation and BER estimates in concatenated nonlinear optoelectronic repeaters", *Photonics Technology Letters*, Vol. 9, pp 1011-1013, 1997
- [7] D. Wolfson, S. L. Danielsen, H. N. Poulsen, P. B. Hansen, and K. E. Stubkjaer, "Experimental and theoretical investigation of the regenerative capabilities of electrooptic and all-optical interferometric wavelength converters", *Photonics Technology Letters*, Vol. 10, pp. 1413-1415, 1998
- [8] P. S. Cho, D. Mahgerefteh, J. Goldhar, "All-optical 2R regeneration and wavelength conversion at 20 Gb/s using an electroabsorption modulator", *Photonics Technology Letters*, Vol. 11 pp 1662-1664, 1999
- [9] T. Otani, T. Miyazaki, S. Yamamoto, "Optical 3R regenerator using wavelength converters based on electro-absorption modulators for all-optical networks", *Journal of Lightwave Technology*, Vo. 20, pp.195-200, 2002
- [10] D. Rouvillain, P. Brindel, O. Leclerc, J. P. Hamaide, "Novel Polarization-insensitive synchronous modulator for 20 Gbit/s All-optical regeneration", Proceedings of OFC 2002, paper TuN3
- [11] S. Watanabe, S. Takeda, "All-optical suppression using two-stage highly-nonlinear fibre loop interferometers", *Electronics Letters*, Vol. 36, pp. 52-53, 2000

-
- [12] O. Brox, S. Bauer, C. Bornholdt, D. Hoffmann, M. Mohrle, G. Sahin, B. Sartorius, "Optical 3R regenerator based on Q-switched laser", Proceedings of OFC 2001, Vol. 1, 2001
- [13] M. Dülk, St. Fischer, E. Gamper, W. Vogt, E. Gini, H. Melchior, W. Hunziker, H.N. Poulsen, A.T. Clausen, A. Buxens and P. Jeppesen, "Efficient regenerative wavelength conversion at 10 Gb/s over C- and L-band (80 nm span) using a Mach-Zehnder interferometer with monolithically integrated semiconductor optical amplifiers", Electronics Letters, Vol. 36, pp. 241-243, 2000
- [14] D. Wolfson, A. Kloch, T. Fjelde, C. Janz, B. Dagens, and M. Renaud, "40 Gb/s all-optical wavelength conversion, regeneration and demultiplexing in an SOA-based all-active Mach-Zehnder interferometer", Photonics Technology Letters, Vol. 12 pp 332-334, 2000
- [15] D. Wolfson, P. Hansen, A. Kloch, K. E. Stubkjaer, "All-optical 2R regeneration based on interferometric structure incorporating semiconductor optical amplifiers", Electronics Letters, Vol. 35, pp. 59-60, 1999
- [16] D. Wolfson, P. B. Hansen, A. Kloch, T. Fjelde, C. Janz, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt, M. Renaud, "All-optical 2R regeneration at 40 Gb/s in an SOA-based Mach-Zehnder interferometer", Proceedings of OFC 1999, paper PD36
- [17] Y. Ueno, S. Nakamura, K. Tajima, "Penalty-free error-free all-optical data pulse regeneration at 84 Gb/s by using a symmetric-Mach-Zehnder-type semiconductor regenerator", Photonics Technology Letters, Vol. 13, pp. 469-471, 2001
- [18] J. Leuthold, B. Mikkelsen, R. E. Behringer, G. Raybon, C.H. Joyner, and P.A. Besse, "Novel 3R regenerator based on semiconductor optical amplifier delayed-interference configuration", Photonics Technology Letters, Vol. 13, pp. 860-862, 2001
- [19] M. Zhao, G. Morthier, and R. Baets, "Demonstration of extinction ratio improvement from 2 to 9 dB and intensity noise reduction with the MZI-GCSOA all-optical 2R regenerator", Photonics Technology Letters, Vol. 14, pp. 992-994, 2002
- [20] M. Zhao, J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "Experimental demonstration at 10 Gbps of 2R optical regeneration in a fiber based MZI with LOAs", Proceedings of ECOC 2002, paper 7.3.6
- [21] M. Zhao; J. De Merlier, G. Morthier, R. Baets, "All-optical 2R regeneration based on polarization rotation in a linear optical amplifier", Photonics Technology Letters, Vol. 2, pp. 305-307, 2003

Hoofdstuk 2

Modellering van actieve multimodale structuren

2.1 Inleiding

De modellering van actieve multimodale structuren vereist een programma dat zowel de longitudinale als laterale variaties van de veldverdeling en de ladingsdragersverdeling in rekening brengt. Daarvoor werd een simulatietool ontwikkeld. De berekening van de lichtpropagatie is gebaseerd op de bundelpropagatiemethode (BPM). Daarvoor werd er gebruik gemaakt van een commercieel pakket BPM.CAD van Optiwave corporation [1]. Dit programma werd gelinkt met een eigen programma dat de interactie tussen het licht en de ladingsdragers en de ladingsdragers onderling in rekening brengt. In sectie 2.2 wordt de diffusievergelijking van de ladingsdragers in de actieve laag afgeleid. Sectie 2.3 geeft het algoritme waarmee de diffusievergelijking werd opgelost. Een andere module beschrijft de versterkte spontane emissie die gekoppeld wordt in de geleide modi van de golfgeleider. Het theoretisch model wordt gegeven in sectie 2.4. Sectie 2.5 toont hoe alle verschillende modules gecombineerd worden tot een globaal simulatieprogramma. Uiteindelijk wordt het programma aangewend voor de simulatie van het ruisgedrag van een 1X1 MMI-SOA. Deze simulatieresultaten werden getoetst aan de realiteit aan de hand van meetresultaten.

2.2 De diffusievergelijking

Voor de simulatie van standaard lasers of SOAs die bestaan uit een monomodale golfgeleider wordt er verondersteld dat het laterale gedrag van ladingsdragers een verwaarloosbaar effect heeft op de modale winst. Aangezien de laterale optische vermogendistributie vast is voor een monomodale golfgeleider en de vermogendistributie slechts weinig varieert in de actieve laag of verwaarloosbaar is over de diffusielengte van de ladingsdragers, zal het ladingsdragersprofiel niet variëren. De overlap tussen het optisch modeprofiel en de ladingsdragersverdeling is vast, onafhankelijk van het ingangsvermogen. Daarom wordt de interactie tussen het licht en de ladingsdragers gereduceerd tot één parameter: de opsluitingsfactor. Deze

parameter bepaalt de fractie van het vermogen, aanwezig in de actieve laag. De ladingsdragersdistributie wordt gereduceerd tot een gemiddelde ladingsdragersdichtheid. In multimodale structuren kan de laterale veldistributie variëren als functie van de propagatie-afstand als gevolg van interferentie tussen de geleide modi. Dit impliceert dat de ladingsdragersdistributie niet-uniform kan worden als gevolg van lokale saturatie door het aanwezige licht. Dit leidt tot een perturbatie van de golfgeleider die resulteert in een mode-afhankelijke verandering van de propagatieconstanten enerzijds en tot koppeling tussen de ongeperturbeerde modi anderzijds. In dit geval moeten de verschillende mechanismen die een invloed hebben op de laterale ladingsdragersdistributie in rekening gebracht worden. De elektronen en de gaten die geïnjecteerd worden in de actieve laag zijn onderworpen aan 2 krachten die de globale distributie bepalen: een diffusiestroom, die het gevolg is van een niet-uniforme distributie, en een driftstroom, als gevolg van het aanwezige veld dat geïnduceerd wordt door de verschillende distributies van de elektronen en de gaten. Dit globale probleem impliceert het oplossen van de 2-dimensionale stroomcontinuïteitsvergelijkingen. Deze vergelijkingen kunnen echter gereduceerd worden tot een 1-D probleem als er rekening gehouden wordt met het feit dat de dikte van de actieve laag een grootteorde kleiner is dan de breedte. Daarom is de tijdsschaal waarbij de ladingsdragers diffunderen in de richting loodrecht op de actieve laag een grootte-orde korter dan de laterale diffusie. De globale verdeling wordt dus voornamelijk bepaald door de laterale beweging van de ladingsdragers en kunnen beschreven worden door de één-dimensionale stroomcontinuïteitsvergelijkingen [2]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = n \cdot \mu_n \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_n \cdot E \cdot \frac{\partial n}{\partial x} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - R_n + \frac{J_n}{q \cdot d} \quad (2.1)$$

en

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -p \cdot \mu_p \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_p \cdot E \cdot \frac{\partial p}{\partial x} + D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - R_p + \frac{J_p}{q \cdot d} \quad (2.2)$$

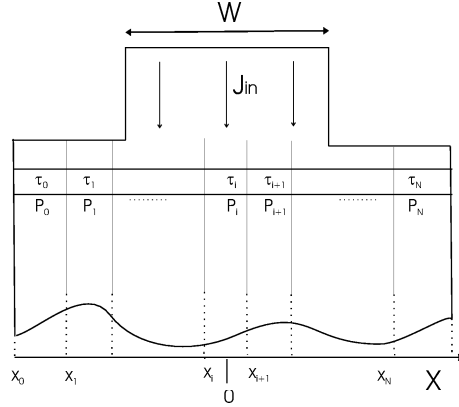
met J_p en J_n de gatenstroomdichtheid en elektronenstroomdichtheid geïnjecteerd in de actieve laag, n en p staan voor de elektronenconcentratie en de gatenconcentratie, R is de recombinatiesnelheid per volume-eenheid, μ is de mobiliteit, D de diffusiecoëfficiënt, en E is het elektrisch veld.

Omdat in eerste instantie, de interesse uitgaat naar het statische niet-lineaire gedrag van multimodale componenten, werden de tijdsafgeleiden verwaarloosd. Na manipulatie van de continuïteitsvergelijkingen kan de laterale diffusie onder invloed van de gelokaliseerde velden beschreven worden door een effectieve diffusiecoëfficiënt D_{eff} [3]. Deze is afhankelijk van het type dopering van het substraat. Voor golfgeleiders met een n-type substraat komt D_{eff} overeen met

$$D_{eff} = \mu_p \left(\frac{D_n}{\mu_n} + \frac{D_p}{\mu_p} \right) \quad (2.3)$$

De uiteindelijke continuïteitsvergelijking voor de elektronenconcentratie N wordt dan [4]

$$\frac{J R_{in}}{q d} - D_{eff} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - A N - B N^2 - C N^3 - \frac{\Gamma a (N - N_0) P}{\hbar \omega d} = 0 \quad (2.4)$$



Figuur 2.1: Opdelingsprocedure voor de oplossing van de diffusievergelijking

Met J de stroomdichtheid, q de elementaire lading, d de dikte van de actieve laag, D_{eff} de effectieve diffusiecoëfficiënt, Γ de verticale opsluitingsfactor, a de differentiële winst, N_0 de elektronenconcentratie bij transparantie, A , B en C de niet-radiatieve, radiatieve en Augerrecombinatiecoëfficiënten, \hbar de gereduceerde Planck constante en ω de optische angulaire frequentie. De functie $P(x)$ beschrijft de laterale vermogendichtheidsdistributie. $R_{in}(x)$ is een functie die de plaats van de stroominjectie vastlegt. Bij verwaarlozing van de stroomspreiding in de laag boven de actieve laag, kan voor een eenvoudige ribgolfsgeleider $R_{in}(x)$ benaderd worden door

$$R_{in}(x) = \begin{cases} 1 & \text{if } |x| \leq \frac{W}{2} \\ 0 & \text{als } |x| > \frac{W}{2} \end{cases}$$

Vergelijking 2.4 werd opgelost op basis van een transfer matrix methode.

2.3 Oplossing van de diffusievergelijking

Voor de oplossing van de diffusievergelijking werd de golfgeleider lateraal opgedeeld waarbij in elk deel een uniforme vermogendichtheid P_i en een vaste levensduur τ_i verondersteld werd (zie figuur 2.1). Dit maakt de analytische berekening van de ladingsdragersverdeling mogelijk binnen 1 segment. De diffusievergelijking binnen 1 segment wordt dan

$$\frac{JR_i}{qd} - D_{eff} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - \frac{N}{\tau_i} - \frac{\Gamma a(N - N_0)P_i}{\hbar\omega d} = 0 \quad (2.5)$$

met R_i de waarde van de functie R_{in} in segment i . De oplossing van deze vergelijking wordt dan

$$N(x) = A_i e^{\gamma_i(x-x_i)} + B_i e^{-\gamma_i(x-x_i)} + \theta_i \quad (2.6)$$

met

$$\gamma_i^2 = \frac{1}{D_{eff}} \left(\frac{1}{\tau_i} + \frac{\Gamma a P_i}{\hbar \omega d} \right) \quad (2.7)$$

en

$$\theta_i = \frac{\frac{J R_i}{q d} + \frac{\Gamma a N_0 P_i}{\hbar \omega d}}{\frac{1}{\tau_i} + \frac{\Gamma a N_0 P_i}{\hbar \omega d}} \quad (2.8)$$

x_i correspondeert met de ondergrens van segment i . De ongekende parameters A_i en B_i in elk segment worden bepaald door de randvoorwaarden. Voor een ondiep geëtste golfgeleider met een ‘oneindig’ brede actieve laag, is er de eis van een eindige ladingsdragersconcentratie. Dit impliceert dat A_N en B_0 gelijk moeten zijn aan 0. Voor begraven heterostructuren of diep geëtste golfgeleiders worden de randvoorwaarden bepaald door de mate van oppervlakterecombinatie S

$$SN = D_{eff} \frac{dN}{dx} \quad (2.9)$$

$$SN = -D_{eff} \frac{dN}{dx} \quad (2.10)$$

aan de linker- respectievelijk de rechterzijde van de actieve laag. Deze randvoorwaarden geven het evenwicht weer tussen de toevoer van ladingsdragers naar de randen door diffusie, en de oppervlakterecombinatie. De randvoorwaarden aan de overgangen tussen de verschillende segmenten eisen de continuïteit van de functie $N(x)$ en zijn eerste afgeleide $\frac{dN}{dx}$. Dit leidt tot het volgende verband tussen de ongekende parameters in segment i en $i+1$

$$X_{i+1} = U_{i,i+1} X_i + V_{i,i+1} \quad (2.11)$$

met

$$\mathbf{X}_i = \begin{pmatrix} A_i \\ B_i \end{pmatrix}$$

en

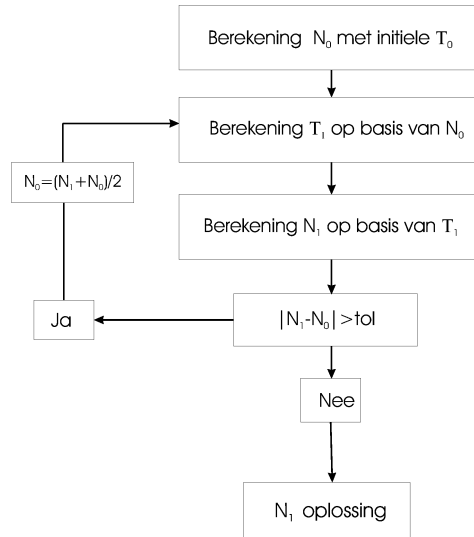
$$\mathbf{U}_{i,i+1} = \frac{1}{2\gamma_{i+1}} \begin{pmatrix} \gamma_i + \gamma_{i+1} e^{\gamma_i \delta x_i} & -\gamma_i + \gamma_{i+1} e^{-\gamma_i \delta x_i} \\ -\gamma_i + \gamma_{i+1} e^{\gamma_i \delta x_i} & \gamma_i + \gamma_{i+1} e^{-\gamma_i \delta x_i} \end{pmatrix}$$

met δx_i de dikte van segment i .

$$\mathbf{V}_{i,i+1} = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \theta_{i+1} - \theta_i \\ \theta_{i+1} + \theta_i \end{pmatrix}$$

Uiteindelijk kunnen beide uiterste randvoorwaarden samengebracht worden door gebruik te maken van de transfer-matrix-methode.

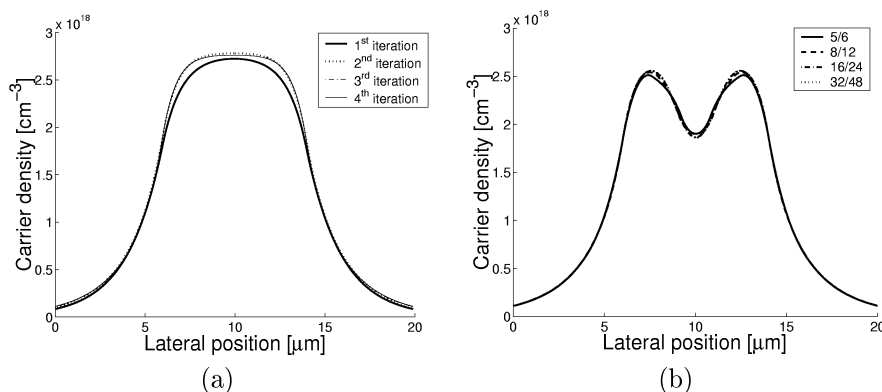
$$X_N = \prod_{j=1}^N U_{j-1,j} X_0 + \sum_{k=0}^{N-2} \left(\prod_{j=k+2}^N U_{j-1,j} \right) V_{k,k+1} + V_{N-1,N} \quad (2.12)$$



Figuur 2.2: Iteratieve procedure voor de oplossing van de diffusievergelijking

Deze twee vergelijkingen en de randvoorwaarden maken het mogelijk X_0 en X_N te berekenen. Uitgaande van deze resultaten, kunnen de andere X_i berekend worden. Dit leidt tot de oplossing van de diffusievergelijking voor een welbepaalde veronderstelling van de levensduurrij 'T' die de levensduur in elk segment bevat ($T(i)=\tau_i$). Aangezien de lokale levensduur direct gerelateerd is aan de ladingsdragersdichtheid, moet voor de oplossing van de originele vergelijking, een iteratieve procedure aangewend worden. Figuur 2.2 geeft de iteratieve procedure weer voor de oplossing van de exacte diffusievergelijking. In [7], werden verschillende technieken vergeleken voor de oplossing van de diffusievergelijking. Als besluit geeft dit artikel aan dat de transfer matrix methode niet voldoende stabiel is of zelfs niet meer convergeert naar een zelf-consistente oplossing als Augerrecombinatie in rekening gebracht wordt. Dit is het gevolg van de kritische feedback bij deze aanpak. Als de oplossing N_1 gebruikt wordt voor de berekening van de nieuwe levensduur in elk segment, dan zal de oplossing oscilleren rond de echte oplossing en in bepaalde gevallen zelfs divergeren. Daarom werd een gemiddelde tussen de twee voorgaande oplossingen gebruikt als feedback wat leidt tot een heel stabiele en snel convergerende methode. Ter illustratie werd de ladingsdragersconcentratie berekend en weergegeven in figuur 2.3 (a) na elke iteratiestap. De parameters die daarvoor gebruikt werden zijn opgesomd in tabel 2.1 [5] [6]. Na de derde iteratie werd de 'steady-state' oplossing bereikt. Aangezien binnen elk segment de vermogendichtheid constant verondersteld wordt, werd de invloed nagegaan van het aantal segmenten op de uiteindelijke ladingsdragersdistributie in de aanwezigheid van een hoog vermogen. De aanwezige vermogenverdeling heeft de distributie van de fundamentele mode van een $3 \mu\text{m}$ brede golfgeleider en heeft een vermogen van 10 dBm. Figuur 2.3 (b) toont de resultaten als functie van het aantal segmenten

onder de rib (eerste getal) en erbuiten. 40 segmenten voor een simulatievenster van $20 \mu\text{m}$ blijken ruimschoots voldoende.



Figuur 2.3: (a) Ladingsdragersdistributie als functie van de iteratiestap (b) Ladingsdragersdistributie in aanwezigheid van vermogen als functie van het aantal segmenten

2.4 Modellering van versterkte spontane emissie in multimodale structuren

2.4.1 Inleiding

Versterkte spontane emissie (Amplified Spontaneous Emission (ASE)) heeft een grote invloed op de werking van een SOA-gebaseerde component. Saturatie door ASE is bijvoorbeeld de limiterende factor voor de maximaal haalbare winst van een signaal door 1 SOA [8] en heeft ook een grote invloed op de dynamica [9]. Een rigoureuze modellering van ASE in multimodale structuren ligt echter niet voor de hand, zoals blijkt uit de ruwe modellen die gebruikt worden in verscheidene artikels. Zo wordt er in het artikel [10] verondersteld dat er evenveel spontane emissie gekoppeld wordt in elke ongeperturbeerde geleide mode en zijn de onderlinge excitaties compleet ongecorreleerd. Dit is niet meer zo als er lokale saturatie binnen de component optreedt wat hier het geval is. In een ander artikel [11] wordt de ASE behandeld als gelijk aan de lokaal gegenereerde spontane emissie.

In de literatuur werd vooral de nadruk gelegd op de berekening van de fractie van spontane emissie die gekoppeld wordt in de (enige) geleide mode van een monomodale golfgeleider. Een goede benadering van het probleem wordt gegeven in een artikel van K. Petermann [12] die spontane emissie beschrijft als een dipool straler. Deze theorie werd uiteindelijk veralgemeend door C. Henry [13] en is gebaseerd op Langevin krachten als model voor spontane emissie. H. Haus [14] gaf een beschrijving van spontane emissie in een multimodale winstgeleide golfgelei-

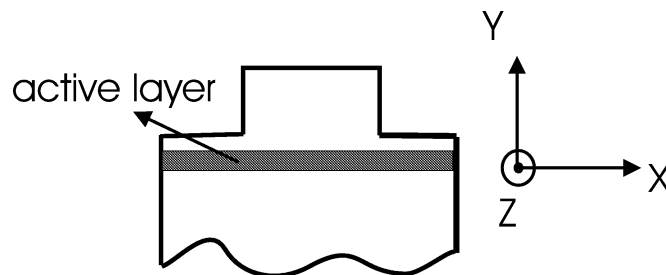
Parameter	Symbool	Waarde
Simulatievenster		20 μm
Breedte golfgeleider	W	8 μm
Stroomdichtheid	J	6 kA/cm^2
Effectieve diffusiecoëfficiënt	D_{eff}	10 cm^2/s
Dikte actieve laag	d	0.15 μm
Unimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	A	1.67 10^8s^{-1}
Bimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	B	$10^{-10} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$
Augerrecombinatiecoëfficiënt	C	6 $10^{-29} \text{cm}^6 \text{s}^{-1}$
Vertikale opsluitingsfactor	Γ	0.33
Differentiële winst	a	2.7 10^{-16}cm^2
Elektronenconcentratie bij transparantie	N_0	10^{18}cm^{-3}
# segmenten onder rib		8
# segmenten buiten rib		12

Tabel 2.1: Parameterlijst

derstructuur maar nam dan weer de variatie van de storing op de golfgeleider en de vermogendistributie in de propagatierichting niet in rekening.

De veralgemening die hieronder doorgevoerd wordt, brengt de spontane emissie in rekening die gekoppeld wordt in alle geleide modi van een index-geleide golfgeleider. Daarvoor wordt er gebruik gemaakt van een perturbatietheorie waarbij het vermogen wordt berekend dat gekoppeld wordt in de geleide modi van de ongeperturbeerde multimodale golfgeleider. De excitaties van de verschillende modi zijn onderling gecorreleerd en er ontstaat koppeling tussen de modi bij propagatie door de geperturbeerde golfgeleider. Al deze effecten worden uitgewerkt in de volgende sectie.

2.4.2 Theoretisch model



Figuur 2.4: Oriëntatie van de assen ten opzichte van de ribgolfgeleider

De hiernavolgende theorie is uitgewerkt voor TE gepolariseerd licht maar kan

ook gebruikt worden voor TM gepolariseerd licht. Figuur 2.4 toont de oriëntatie van de assen ten opzichte van een ribgolfgeleider.

De complexe elektrisch veld amplitude $E(x, y, z)$ van een tijdsafhankelijk veld oscillerend met een angulaire frequentie ω voldoet aan de volgende golfvergelijking

$$[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}(\epsilon(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z))]E(x, y, z) = j\omega\mu_0 J_s(x, y, z) \quad (2.13)$$

met $J_s(x, y, z)$ de ruisbron die correspondeert met spontane emissie. $\epsilon(x, y)$ is het diëlektrische permittiviteitsprofiel van de ongeperturbeerde golfgeleider, $\Delta\epsilon(x, y, z)$ staat voor de complexe storing door de aanwezigheid van ladingsdragers in de actieve laag. De ASE zal bepaald worden door de spontane emissie die gekoppeld wordt in de geleide modi met winst. Daarom wordt het globale elektrische veld uitgeschreven als een som van de geleide modi van de golfgeleider

$$E(x, y, z) = \sum_{i=0}^{N-1} b_i(z) E_i(x, y) e^{-j\beta_i z} \quad (2.14)$$

$E_i(x, y)$ is een geleide mode van de ongeperturbeerde golfgeleider met propagatieconstante β_i . N is gelijk aan het aantal geleide modi. De modi zijn zo genormaliseerd dat $|b_i|^2$ overeenkomt met het vermogen in mode i met b_i de traag variërende complexe amplitude. De modi voldoen aan volgend eigenwaardeprobleem

$$[\nabla^2 + (\frac{\omega^2}{c^2}\epsilon(x, y) - \beta_i^2)]E_i(x, y) = 0 \quad (2.15)$$

Rekening houdend met de orthogonaliteit tussen de modi

$$\sqrt{\frac{\beta_i}{2\omega\mu_0}} \sqrt{\frac{\beta_j}{2\omega\mu_0}} \int \int E_i(x, y) E_j(x, y) dx dy = \delta_{ij} \quad (2.16)$$

kan, gebruik makend van vergelijkingen 2.13 tot 2.16 de evolutie van de modale amplitudes geschreven worden als

$$\begin{aligned} \frac{d^2 b_i}{dz^2} &= 2j\beta_i \frac{db_i}{dz} + j\omega\mu_0 \frac{\int \int E_i(x, y) J_s(x, y, z) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} e^{j\beta_i z} \\ &\quad - \sum_{j=0}^{N-1} \frac{\omega^2}{c^2} b_j(z) \frac{\int \int E_i(x, y) \Delta\epsilon(x, y, z) E_j(x, y) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \end{aligned} \quad (2.17)$$

Door het traag variërende karakter van de amplitude b_i kan de tweede afgeleide verwaarloosd worden ten opzichte van de eerste afgeleide. Dit resulteert in

$$\frac{db_i}{dz} = -\frac{\omega\mu_0}{2\beta_i} \frac{\int \int E_i(x, y) J_s(x, y, z) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} e^{j\beta_i z} + \sum_{j=0}^{N-1} K_{ij}(z) b_j(z) \quad (2.18)$$

met

$$K_{ij}(z) = -\frac{j\omega^2}{2\beta_i c^2} \frac{\int \int E_i(x, y) \Delta\epsilon(x, y, z) E_j(x, y) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \quad (2.19)$$

die staat voor de koppeling tussen de modi.

De vermogendistributie van spontane emissie, correspondeert met de volgende uitdrukking:

$$P_{ASE}(x, y, z) = Re\left\{ \sum_{i=0}^{N-1} \langle |b_i(z)|^2 \rangle \frac{E_i(x, y)^2}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} + \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0, j \neq i}^{N-1} \langle b_i(z) b_j^*(z) \rangle \frac{E_i(x, y) E_j(x, y)}{\sqrt{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \sqrt{\int \int E_j^2(x, y) dx dy}} e^{-j(\beta_i - \beta_j)z} \right\} \quad (2.20)$$

De correlaties tussen de verschillende modale amplitudes moeten dus berekend worden. Aangezien de modale amplitudes bestaan uit een som van bijdragen van een random variabele J_s is het voldoende de autocorrelatiefunctie te kennen van J_s om de kruiscorrelaties tussen de modale amplitudes te berekenen. De berekening van de versterkte spontane emissie wordt opgesplitst in twee secties:

1. Berekening van de correlatie tussen de modale amplitudes op het punt van excitatie z , gegenereerd in een segment Δz .
2. Afleiding van de evolutievergelijkingen voor de correlaties als functie van de propagatie.

Berekening van de lokale excitatie

De berekening van de correlaties in uitdrukking 2.20 vereist de kennis van de autocorrelatie van de ruisstroomdichtheid. Gebruik makend van de resultaten in vorige artikels van [13] en [14] kan de volgende uitdrukking neergeschreven worden

$$\langle J_s(\bar{r}, \omega) J_s^*(\bar{r}', \omega') \rangle = \frac{8k_0 n(\bar{r}) \hbar \omega g(\bar{r}) n_{sp}(\bar{r})}{2\pi \omega \mu_0} \delta(\bar{r} - \bar{r}') \delta(\omega - \omega') \quad \bar{r} = (x, y, z) \quad (2.21)$$

met k_0 het golfgetal in vacuum, \hbar de gereduceerde Planck constante, ω de angulaire frequentie, n_{sp} de spontane emissie factor, g de winst en n het reële deel van de brekingsindex. Deze definitie impliceert dat spontane emissie niet spatiaal of spectraal gecorreleerd is. De voorfactor wordt bepaald door terug te grijpen naar statistische fysica waar de hoeveelheid vermogen kan afgeleid worden bij evenwicht in een bepaalde mode. Deze afleiding wordt gegeven in [13].

Gebruik makend van dit resultaat en vergelijking 2.18 kan de volgende uitdrukking neergeschreven worden voor de hoeveelheid spontane emissie die gekoppeld wordt in een geleide mode binnen een longitudinaal segment Δz en een frequentie bandbreedte $\Delta\nu$

$$\Delta \langle |b_i(z)|^2 \rangle \cong \Delta z \Delta\nu \hbar \omega \frac{\int \int E_i(x, y) g(x, y, z) n_{sp}(x, y, z) E_i(x, y) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \quad (2.22)$$

$$\cong \Delta z \Delta\nu \hbar \omega \Gamma_y \frac{\int E_i(x) n_{sp}(x, z) g(x, z) E_i(x) dx}{\int E_i^2(x) dx} \quad (2.23)$$

met

$$E_i(x, y) = E_i(x) \cdot H(y) \quad \int H^2(y) dy = 1 \quad (2.24)$$

$H(y)$ beschrijft de y -afhankelijkheid van de mode. Als eerste benadering werd de functie $n(x, y)$ die het reële deel van de brekingsindex in de actieve laag beschrijft buiten het integraalteken geplaatst en vervolgens weggedeeld met de effectieve index van modi. Deze benadering introduceert een fout van maximaal $\frac{n_r - n_c}{n_r}$ met n_r en n_c respectievelijk de effectieve index van de lagenstructuur onder de rib en de cladding (voor een lateraal contrast van 0.06 wordt de fout $< 2\%$). Verder veronderstelt deze benadering een y -onafhankelijke winst in de actieve laag. Dit is verantwoord gezien de kleine dikte van de actieve laag. Daarom kan de y -afhankelijkheid gereduceerd worden tot de verticale opsluitingsfactor in de actieve laag Γ_y .

Voor de kruiscorrelatiefactoren kan analoog de volgende uitdrukking afgeleid worden

$$\Delta \langle b_i(z) b_j^*(z) \rangle = \Delta z \Delta \nu \hbar \omega \frac{\int E_i(x, y) g(x, y, z) n_{sp}(x, y, z) E_j(x, y) dx dy}{\sqrt{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \sqrt{\int \int E_j^2(x, y) dx dy}} \quad (2.25)$$

$$\cong \Delta z \Delta \nu \hbar \omega \Gamma_y \frac{\int E_i(x) n_{sp}(x, z) g(x, z) E_j(x) dx}{\sqrt{\int E_i^2(x) dx} \sqrt{\int E_j^2(x) dx}} \quad (2.26)$$

Uit dit resultaat kunnen we afleiden dat de amplitudes van de verschillende ongestoorde geleide modi gecorreleerd zijn in de aanwezigheid van een niet-uniforme ladingsdragersprofiel bij de excitatie van de modi.

Propagatie van versterkte spontane emissie

Vanaf het punt van excitatie, propageren de modi door de golfgeleider en variëren de modale amplitudes volgens

$$\frac{dB}{dz} = K(z)B(z) \quad (2.27)$$

met B de kolommatrix met als elementen de amplitudes b_i . Het element op positie (i, j) van de matrix K correspondeert met K_{ij} .

Rekening houdend met het feit dat de niet-diagonaal elementen van K grootteordes kleiner zijn dan de diagonaal elementen, wordt deze matrix opgesplitst

$$K = K_d + K_n \quad (2.28)$$

De matrix K_d bevat enkel de diagonaalelementen, K_n alle niet-diagonaalelementen van K . De oplossing van vergelijking 2.27 wordt na propagatie over een afstand Δz , na het verwaarlozen van hogere orde termen in $K_n(z)\Delta z$

$$B(z + \Delta z) = e^{K_d(z)\Delta z} (I + K_n(z)\Delta z) B(z) \quad (2.29)$$

met I de eenheidsmatrix.

Het produkt van B met zijn getransponeerde en complex toegevoegde leidt tot een matrix met op positie (i,j) $b_i b_j^*$

$$B(z+\Delta z)B^H(z+\Delta z) = e^{K_d(z)\Delta z}(I+K_n(z)\Delta z)B(z)B^H(z)(I+K_n^H(z)\Delta z)e^{K_d^H(z)\Delta z} \quad (2.30)$$

Indien van beide leden de kruiscorrelatie genomen wordt van element (i,j) dan volgt hieruit volgende uitdrukking

$$\begin{aligned} \langle b_i(z+\Delta z)b_j^*(z+\Delta z) \rangle &= \sum_{k \neq i} \sum_{l \neq j} L_{ik}(z)L_{jl}^*(z)\langle b_k(z)b_l^*(z) \rangle e^{L_{kk}(z)+L_{ll}^*(z)} \\ &+ \sum_{k \neq i} L_{ik}(z)\langle b_k(z)b_j^*(z) \rangle e^{L_{kk}(z)+L_{jj}^*(z)} \\ &+ \sum_{l \neq j} L_{jl}^*(z)\langle b_i(z)b_l^*(z) \rangle e^{L_{ii}(z)+L_{ll}^*(z)} \\ &+ \langle b_i(z)b_j^*(z) \rangle e^{L_{ii}(z)+L_{jj}^*(z)} \end{aligned} \quad (2.31)$$

met

$$L_{ij}(z) = K_{ij}(z)\Delta z \quad (2.32)$$

Aangezien

$$L_{ij}(z) \ll L_{kk}(z) \quad \text{voor } i \neq j \text{ en } \forall k \quad (2.33)$$

$$\langle b_i(z)b_j^*(z) \rangle \ll \langle b_k(z)b_k^*(z) \rangle \quad \text{voor } i \neq j \text{ en } \forall k \quad (2.34)$$

worden hogere orde termen in deze coëfficiënten verwaarloosd. Dit leidt uiteindelijk tot onderstaande evolutievergelijkingen voor de kruis- en autocorrelatie tussen de verschillende amplitudes

$$\begin{aligned} \langle b_i(z+\Delta z)b_j^*(z+\Delta z) \rangle &= \langle b_i(z)b_j^*(z) \rangle e^{L_{ii}(z)+L_{jj}^*(z)} \\ &+ \langle b_i(z)b_i^*(z) \rangle L_{ji}^*(z) e^{L_{ii}(z)+L_{ii}^*(z)} \\ &+ \langle b_j(z)b_j^*(z) \rangle L_{ij}(z) e^{L_{jj}(z)+L_{jj}^*(z)} \end{aligned} \quad (2.35)$$

$$\langle b_i(z+\Delta z)b_i^*(z+\Delta z) \rangle = (\langle b_i(z)b_i^*(z) \rangle) e^{L_{ii}(z)+L_{ii}^*(z)} \quad (2.36)$$

De koppeling tussen de verschillende modi tijdens propagatie heeft dus zijn invloed op de evolutie van de kruiscorrelatie tussen de verschillende amplitudes van de modi.

2.5 Globaal programma

Voor de propagatie van het licht werd een eindige differentie bundelpropagatiemethode gebruikt (FD-BPM). Na elke propagatie van het signaal door een longitudinaal segment Δz , wordt het laterale ladingsdragersprofiel opnieuw berekend. De totale laterale vermogendistributie wordt bepaald door de som van het signaal en

de voorwaarts en achterwaarts propagerende spontane emissie. Uitgaande van dit profiel kan het laterale complexe brekingsindexprofiel $n(x)$ berekend worden:

$$n(x) = n_g(x) + \Gamma_y(\beta N(x) + i \frac{a}{2k_0}(N(x) - N_0)) \quad (2.37)$$

met $n_g(x)$ het effectieve brekingsindexprofiel van de ongestoorde golfgeleider. β staat voor de anti-geleidingsfactor.

Wat de spontane emissie betreft, wordt in elk segment de autocorrelatie van de geëxciteerde modi en de kruiscorrelatie tussen de modi, berekend. Voor deze berekening wordt de spontane emissie factor n_{sp} benaderd door [15]

$$n_{sp} = \frac{N(x)}{N(x) - N_0} \quad (2.38)$$

De koppelingscoëfficiënten K_{ij} worden berekend via de propagatie van elke individuele mode, door elk segment. De veldistributie aan de uitgang van het segment wordt ontbonden in de geleide modi van de ongeperturbeerde golfgeleider. De complexe amplitudes van elke mode zijn gerelateerd met de koppelingscoëfficiënt tussen deze mode en de gepropageerde mode.

Het totale versterkte spontane emissieprofiel op een bepaalde plaats in de golfgeleider bestaat uit de incoherente som van de bijdragen die afkomstig zijn van elk voorgaand segment. Het ASE-profiel resulterend uit de spontane emissie gegenereerd in segment i , na propagatie naar segment j voldoet aan de volgende uitdrukking

$$P_{SE}(i, j) = Re[\sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} \langle b_k b_l^* \rangle_{i,j} E_k E_l e^{-j(\beta_k - \beta_l)z}] \quad (2.39)$$

met $\langle b_k b_l^* \rangle_{i,j}$ de waarde van de kruiscorrelatie tussen mode k en l , gegenereerd in segment i , gepropageerd tot segment j . De berekening van het vermogen dat gekoppeld wordt in een mode $\Phi(x)$ van een uitgangsgolfgeleider aan het einde van de multimodale golfgeleider, kan via volgende uitdrukking

$$P_{SE,m}(i, j) = Re[\sum_{k=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} a_k a_l^* \langle b_k b_l^* \rangle_{i,j} E_k E_l e^{-j(\beta_k - \beta_l)z}] \quad (2.40)$$

met

$$a_i = \frac{\int \Phi(x) E_i(x) dx}{\sqrt{\int E_i^2(x) dx} \sqrt{\int \Phi^2(x) dx}} \quad (2.41)$$

Het totale ASE-profiel, respectievelijk het totale vermogen gekoppeld in mode $\Phi(x)$ komt overeen met

$$P_{ASE}(j) = \sum_{i=1}^{j-1} P_{SE}(i, j) \quad P_{ASE,m}(j) = \sum_{i=1}^{j-1} P_{SE,m}(i, j) \quad (2.42)$$

De terugwaarts propagerende spontane emissie kan berekend worden door gebruik te maken van analoge uitdrukkingen. Het globale programma werkt iteratief. Een eerste iteratie berekent de voorwaarts propagerende spontane emissie en de evolutie van het signaal. Na propagatie door de gehele component wordt de terugwaarts propagerende versterkte spontane emissie berekend op basis van de reeds berekende correlaties in elk segment en alle koppelingscoëfficiënten. Daarna wordt opnieuw door de gehele component gepropageerd, rekening houdend met zowel de voorwaarts als achterwaarts propagerende versterkte spontane emissie. Dit schema wordt herhaald tot een steady-state is bereikt.

2.6 Voorbeeld: De 1X1 MMI-SOA

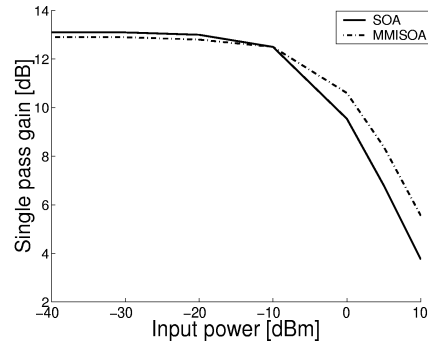
2.6.1 Simulatieresultaten van de ruiseigenschappen van een 1X1 MMI-SOA

Er werden simulaties uitgevoerd om de ruiseigenschappen van de 1X1 MMI-SOA te vergelijken met die van een monomodale SOA. Voor de theoretische achtergrond van de werking van een 1X1 MMI wordt er verwezen naar Hoofdstuk 3. Aangezien het licht zich uitspreidt over de gehele breedte van de MMI neemt de vermogendichtheid af in de golfgeleider en zal dus het ingangssaturatievermogen van deze component toenemen in vergelijking met een monomodale SOA met dezelfde lagenstructuur. Verder bezit deze component een monomodaal gedrag tussen zijn in- en uitgang en werd daarom reeds aangewend ter verhoging van het ingangssaturatievermogen van een SOA bij een vaste lagenstructuur [16].

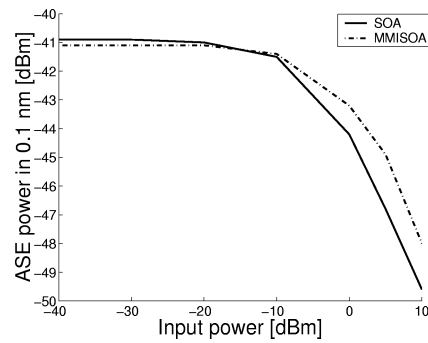
Door het grotere te pompen oppervlak van de MMI-SOA is er meer stroom vereist om eenzelfde winst te behalen als in het monomodale geval. Dit leidt tot een sterke toename van gegenereerde spontane emissie binnen de MMI. De hoeveelheid spontane emissie die echter gekoppeld wordt in een geleide mode wordt bepaald door de elektronenconcentratie, zoals duidelijk volgt uit vergelijking 2.23. De toegenomen generatie van spontane emissie vertaalt zich dus in de koppeling van die spontane emissie in meer geleide modi, dus niet tot koppeling van meer vermogen in een bepaalde geleide mode. Aangezien de hoeveelheid spontane emissie, die gekoppeld wordt in de uitgangsgolfgeleider, bepaald wordt door de overlap tussen de mode aan de uitgang en de geleide mode in de multimodale golfgeleider, zal de totale hoeveelheid spontane emissie in de uitgangsmode niet toenemen. Dit is gemakkelijk in te zien in volgende situatie. Indien een homogene ladingsdragers-distributie verondersteld wordt en het verschil in laterale opsluitingsfactor tussen de verschillende geleide modi verwaarloosbaar is, zal het vermogen P_i dat gekoppeld wordt naar elke mode ongeveer gelijk zijn, stel P . De koppeling van vermogen P_{out} naar een geleide mode in een uitgangsgolfgeleider met overlap a_i met de mode i wordt dan gelijk aan

$$P_{out} = \sum_{i=0}^{N-1} P_i a_i^2 = P \sum_{i=0}^{N-1} a_i^2 \cong P \quad (2.43)$$

Hieruit volgt dus het gestelde dat de koppeling van versterkte spontane emissie



Figuur 2.5: Vergelijking tussen het saturatiegedrag van een monomodale SOA met lengte $170 \mu m$ en een 1X1 MMI-SOA met lengte $170 \mu m$



Figuur 2.6: Vergelijking tussen het ASE-vermogen dat wordt gekoppeld naar de uitgangsgolfgeleider van een monomodale SOA met lengte $170 \mu m$ en een 1X1 MMI-SOA met lengte $170 \mu m$

naar een uitgangsgolfgeleider onafhankelijk is van de breedte. Dit effect werd gesimuleerd voor verschillende ingangsvermogens. De breedte van de MMI-SOA bedraagt $8 \mu m$, de geïnjecteerde mode correspondeert met de fundamentele mode van een golfgeleider met $3 \mu m$ breed. De gewone SOA heeft een breedte van $3 \mu m$. De simulaties werden gedaan met de parameters, weergegeven in tabel 2.2. Voor de effectieve diffusiecoëfficiënt en de anti-geleidingsfactor werden dezelfde waarden verondersteld als in [17]. Om eenzelfde versterking te behalen in beide gevallen zijn de vereiste stroomdichtheden lichtjes verschillend aangezien de laterale opsluitingsfactor van de fundamentele mode in de monomodale SOA iets kleiner is dan die van de geleide modi in de brede MMI-golfgeleider. Voor een stroomdichtheid van $6000 A/cm^2$ door de 1X1 MMI-SOA is een stroomdichtheid van $6400 A/cm^2$ vereist door de monomodale SOA. In dit geval is de versterking nagenoeg identiek voor een lengte van beide SOAs van $170 \mu m$, gelijk aan de zelf-

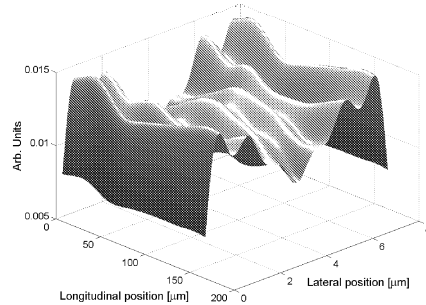
Parameter	Symbool	Waarde
Effectieve index van de rib	n_r	3.23
Effectieve index van de cladding	n_c	3.17
Effectieve diffusiecoëfficiënt	D_{eff}	$10 \text{ cm}^2/\text{s}$
Differentiële winst	a	$4.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Dikte actieve laag	d	64 nm
Vertikale opsluitingsfactor	Γ	0.14
Unimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	A	$1.67 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Elektronenconcentratie bij transparantie	N_0	10^{18} cm^{-3}
Bimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	B	$10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Golflengte	λ	$1.55 \text{ }\mu\text{m}$
Augerrecombinatiecoëfficiënt	C	$6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
Anti-geleidingsfactor	β	$-1.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$
Propagatieverliezen	α	20 cm^{-1}
Stroomdichtheid	J	6000 A/cm^2

Tabel 2.2: Lijst van parameters voor de 1X1 MMI-SOA

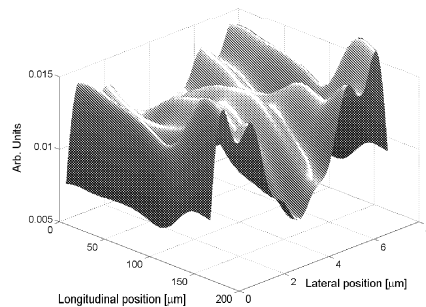
afbeeldingsafstand van de 1X1 MMI-SOA. Figuur 2.5 toont het saturatiegedrag in beide gevallen. De ongesatureerde winst bedraagt 13 dB. Het ingangssaturatievermogen (het ingangsvermogen waarbij de versterking is teruggevallen tot op de helft van de ongesatureerde versterking) bedraagt voor de monomodale SOA -1.5 dBm en 1.5 dBm voor de 1X1 MMI-SOA. De hoeveelheid spontane emissie in een bandbreedte van 0.1 nm die gekoppeld wordt naar de fundamentele mode van de uitgangsgolfsgeleider in beide gevallen is weergegeven in figuur 2.6. Hieruit blijkt dat inderdaad de hoeveelheid ASE aan de uitgang gelijk is in beide gevallen in het ongesatureerde regime. Zelfs als beide SOAs zich in een zelfde mate van saturatie bevinden is de ASE aan de uitgang identiek. Zo wordt er bvb. bij een ingangsvermogen gelijk aan het ingangssaturatievermogen in beide gevallen eenzelfde hoeveelheid ASE-vermogen van -43.7 dBm naar de uitgangsgolfsgeleider gekoppeld.

Als voorbeeld van de berekende distributies van ASE in de 1X1 MMI-SOA wordt het intensiteitsprofiel binnen de MMI-SOA van de voorwaarts en achterwaarts propagerende ASE weergegeven in figuur 2.7 en 2.8 bij een ingangsvermogen van 10 dBm. Uitgaande van deze figuren wordt het duidelijk dat de achterwaarts propagerende ASE een meer niet-uniforme distributie heeft dan de voorwaarts propagerende ASE. Dit is het gevolg van het feit dat het vermogen binnen de MMI vooral is opgebouwd uit de spontane emissie die onderworpen is aan de hoogste versterking. Voor de achterwaarts propagerende ASE is dit de spontane emissie gegenereerd aan de uitgang van de MMI waar de saturatie een sterk niet-uniforme ladingsdragersdistributie induceert en dus ook leidt tot een sterk niet-uniforme generatie van spontane emissie.

Indien de lengte van de MMI-SOA afwijkt van de optimale zelfafbeeldingsafstand, gaat een deel van het signaalvermogen verloren. De spontane emissie, ge-



Figuur 2.7: Genormaliseerde vermogendistributie van de voorwaarts propagerende ASE bij een ingangsvermogen van 10 dBm

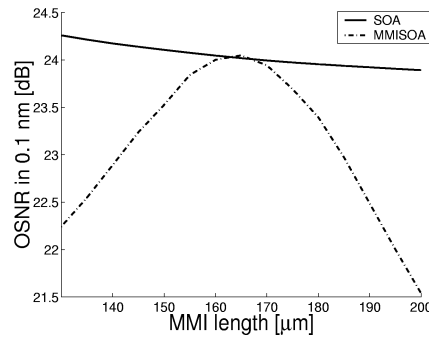


Figuur 2.8: Genormaliseerde vermogendistributie van de achterwaarts propagerende ASE bij een ingangsvermogen van 10 dBm

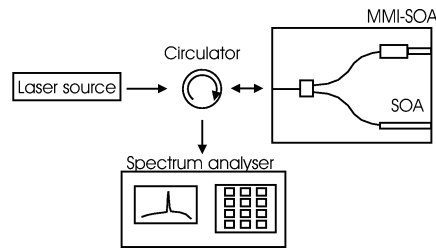
mereerd binnen de MMI-SOA, wordt door zijn incoherent karakter niet beïnvloed door deze lengte. Dit impliceert dat, als de MMI-lengte niet optimaal is, de hoeveelheid spontane emissie die gekoppeld wordt in de uitgangsgolfgeleider zal toenemen ten opzichte van het signaal. De optische signaal-ruis verhouding (Optical Signal-to-Noise Ratio of OSNR) in een bandbreedte van 0.1 nm werd gesimuleerd en is weergegeven in figuur 2.9. Het ingangsvermogen bedraagt -30 dBm. De curve vertoont een maximum bij de ideale zelfafbeeldingsafstand van 170 μm . Een afwijking van 20 μm leidt tot een afname van de OSNR van 1.5 dB. Door het kwadratisch verband tussen de lengte van een MMI en zijn breedte is de breedte veruit de meest kritische factor. Een afwijking van 20 μm correspondeert met een verandering in breedte van 0.5 μm . Fouten van deze grootte-orde kunnen gemakkelijk vermeden worden bij de fabricage.

2.6.2 Experimentele resultaten

De lengte-afhankelijkheid van het ruisgedrag van de 1X1 MMI-SOA werd experimenteel geverifieerd. Daarvoor werd gebruik gemaakt van een Michelson interfer-

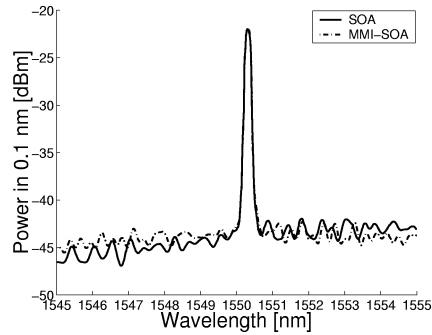


Figuur 2.9: Evolutie van de optische signaal-tot-ruis-verhouding als functie van de lengte van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA

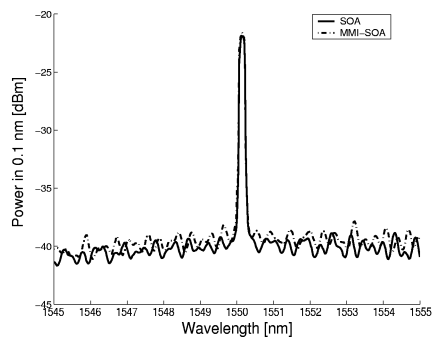


Figuur 2.10: Meetopstelling voor de vergelijking van het ruisgedrag tussen de monomodale SOA en de 1X1 MMI-SOA

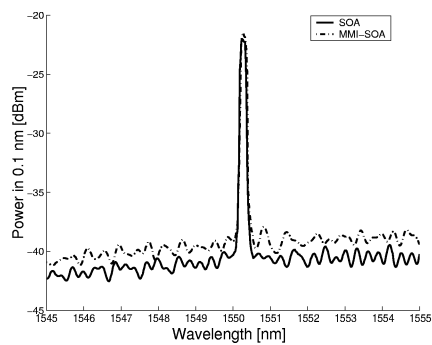
rometer met een monomodale SOA in een arm en een 1X1 MMI-SOA in de andere arm. Deze component wordt verder in detail besproken in hoofdstuk 5. Figuur 2.10 toont de gehele opstelling. Voor dit soort metingen wordt bij voorkeur zo een interferometrische component gebruikt, dit om de invloed van de koppelcoëfficiëntie tussen vezel en chip op de metingen te vermijden. De breedte van de monomodale SOA bedraagt $3 \mu\text{m}$. De dimensies van de 1X1 MMI-SOA bedragen $8 \mu\text{m}$ in de breedte en 145 , 155 and $165 \mu\text{m}$ in lengte. De totale lengte van elke arm is $450 \mu\text{m}$. De toegevoerde stromen werden ingesteld zodat eenzelfde vezel-naar-vezel versterking opgemeten wordt voor beide individuele SOAs. Gezien de identieke koppeling impliceert dit een zelfde versterking op de chip. Het optisch spectrum werd opgemeten aan de uitgang van de component voor beide armen en voor verschillende MMI-lengtes. De spectra zijn weergegeven in figuren 2.11-2.13. Het ingangsvermogen werd voldoende laag genomen zodat de SOAs in het lineaire regime werken. Het is duidelijk dat de OSNR afneemt in het geval van de MMI-SOA als de lengte afwijkt van het optimum. Er wordt een verschil van ongeveer 1.5 dB waargenomen bij een lengte van $165 \mu\text{m}$ wat leidt tot een proportionele toename van het ruisgetal (Noise figure). Het verschil neemt af tot 0.5 dB bij $155 \mu\text{m}$ en is verwaarloosbaar bij $145 \mu\text{m}$. Deze resultaten zijn conform de simulaties.



Figuur 2.11: Vergelijking van het optisch spectrum van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA bij een vaste winst en een MMI-lengte van $145 \mu\text{m}$



Figuur 2.12: Vergelijking van het optisch spectrum van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA bij een vaste winst en een MMI-lengte van $155 \mu\text{m}$



Figuur 2.13: Vergelijking van het optisch spectrum van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA bij een vaste winst en een MMI-lengte van $165 \mu\text{m}$

2.7 Besluit

Er werd een programma ontwikkeld voor de simulatie van SOA-gebaseerde multimodale structuren. Voor de oplossing van de diffusievergelijking voor de ladingsdragers in de actieve laag werd gebruik gemaakt van een transfer matrix methode. Deze procedure leidt tot een snelle convergentie en laat een grove laterale opdeling toe van de golfgeleider. Verder werd er een model ontwikkeld voor het in rekening brengen van versterkte spontane emissie in multimodale structuren. Dit model is gebaseerd op een perturbatietheorie waarbij er enkel rekening gehouden wordt met koppeling van spontane emissie naar de geleide modi van de ongeperturbeerde golfgeleider. De excitatie van deze modi wordt gecorreleerd als er een inhomogene ladingsdragersdistributie ontstaat. Door de propagatie van deze modi door een geperturbeerde golfgeleider ontstaat er koppeling tussen de verschillende modi. Daarom werd de evolutievergelijking afgeleid van kruiscorrelaties. Het model werd getoetst aan de werkelijkheid aan de hand van een vergelijking tussen het ruisgedrag van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA. Zowel de simulaties als experimentele resultaten tonen aan dat het verschil in ruisgedrag verwaarloosbaar wordt als de 1X1 MMI-SOA de exacte zelf-afbeeldingslengte bezit van de innaar de uitgangsgolfgeleider. Bij afwijking van de lengte degradeert de OSNR aan de uitgang van de component bij eenzelfde versterking. Het ruisgetal neemt dus toe.

Bibliografie

- [1] <http://www.optiwave.com>
- [2] C.N. Wolf, G. Holonyak and G. Stillman, "Physical properties of semiconductors" Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1989
- [3] W.B. Joyce, "Carrier transport in double-heterostructure active layers", Journal of Applied Physics, Vol. 53, pp. 7235-7239, 1982
- [4] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, "Long wavelength semiconductor lasers", New York: Van Nostrand Reinhold, 1986
- [5] S. Hausser, G. Fuchs, A. Hangleiter, and K. Streubel, "Auger recombination in bulk and quantum well InGaAs", Applied Physics Letters Vol.56 pp. 913-915, 1990
- [6] I. Joindot, and J.L. Beylat, "Intervalence band absorption coefficient measurements in bulk layer, strained and unstrained multiquantum well 1.55 μm semiconductor lasers", Electronics Letters, Vol. 29, pp. 604-606, 1993
- [7] P.S. Spencer, R. Balasubramanyam, J. Sarma and K.A. Shore, "Self-consistent solution of the diffusion equation for an active optical semiconductor device", Semiconductor Science Technology, Vol. 10, pp. 942-947 1995
- [8] Liu T., Obermann K., Petermann K., Girardin F., Guekos G., "Effect of saturation caused by amplified spontaneous emission on semiconductor optical amplifier performance", Electronics Letters Vol.33 pp. 2042-2043, 1997
- [9] F. Girardin, G. Guekos and A. Houbavlis, "Gain recovery of bulk semiconductor optical amplifiers", Photonics Technology Letters, Vol. 10, pp. 784-786 1998
- [10] S. Ramanujan, H. G. Winful, "Spontaneous emission induced filamentation in flared amplifiers", Journal of quantum electronics, Vol. 32, pp.784-789, 1996
- [11] Z. Dai, R. Michalzik, Peter Unger, and K. J. Ebeling, "Numerical simulation of broad-area high power semiconductor laser amplifiers", Journal of quantum electronics, Vol. 33, pp. 2240-2253, 1997
- [12] K. Petermann, "Calculated spontaneous emission factor for double heterostructure injection lasers with gain-induced waveguiding", Journal of Quantum Electronics, Vol. 15, pp. 566-570, 1979
- [13] C.H. Henry, "Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers", Journal of Lightwave Technology, Vol. 4, pp. 288-297, 1986
- [14] H. A. Haus, Kawakami, "On the excess spontaneous emission factor in gain guided laser amplifiers", Journal of Quantum Electronics, Vol. 21, pp.63-69, 1985

-
- [15] T. Saitoh, T. Mukai, "1.5 μm GaInAsP traveling-wave semiconductor laser amplifier", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 23, pp.1010-1019, 1987
 - [16] K. Hamamot, E. Gini, C. Holtmann, H. Melchior, S. Sudo, K. Mori, T. Sasaki, and M. Yamaguchi, "Active multi-mode-interferometer semiconductor optical amplifier", *Electronics Letters*, Vol. 36, pp. 1218-1220, 2000
 - [17] Amann M.-C. and Stegmüller, "Threshold current analysis of InGaAsP/InP", *IEE Proceedings*, Vol. 133, pp. 341-348, 1986

Hoofdstuk 3

Invloed van diffusie en oppervlakterecombinatie op het gedrag van actieve multimode interferentiekoppelaars

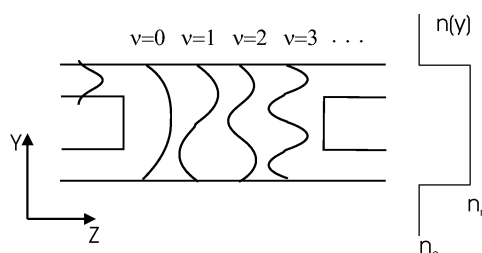
3.1 Inleiding

De multimode interferentie koppelaar (MMI) wordt reeds vaak gebruikt als component op zich of als subcomponent in een grote diversiteit van fotonisch geïntegreerde componenten (Photonic Integrated Circuit of PIC). Hij kan gebruikt worden als een splitter of een combiner [1] maar ook als bvb. een schakelaar [2]. Het voordeel van deze component ten opzichte van een directionele koppelaar, waarmee dezelfde functies kunnen gemaakt worden, ligt in zijn robuustheid en zijn beperkte polarisatie-afhankelijkheid. De MMI werd reeds gefabriceerd in een halfgeleider optische versterker (Semiconductor Optical Amplifier of SOA) structuur, als subcomponent in verschillende toepassingen bvb. hoog-vermogen lasers [3] en golflengte-omzetter [4]. Hij wordt ook gebruikt in Hoofdstukken 5 en 6 als onderdeel van een regenerator of als regenerator op zich. Toch mogen er enkele effecten, die het gevolg zijn van de actieve layout, niet verwaarloosd worden tijdens het ontwerp van een actieve MMI. Twee belangrijke effecten zijn laterale diffusie van de ladingsdragers in de actieve laag en oppervlakterecombinatie aan de rand van de actieve laag. De invloed van deze fenomenen op de drempelstroom eigenschappen van lasers worden onderzocht in hoofdstuk 4. Daar wordt vooral de invloed van de geïnduceerde antigeleiding als gevolg van het plasma-effect [5] en de invloed van de niet-uniforme ladingsdragers distributie op de modale winst onderzocht. De invloed van deze verschijnselen op de werking van een MMI als splitter of combiner heeft een andere oorzaak. De zelf-afbeeldingseigenschappen van een MMI zijn afgeleid van een relatie tussen de propagatieconstanten die enkel voldaan is als

een lateraal stapvormig brekingsindexprofiel verondersteld wordt. Daarom is het niet de absolute verandering van de modale propagatieconstanten die relevant is maar de relatieve verandering. Storingen op het stapvormig brekingsindexprofiel beïnvloeden de relatie tussen de propagatieconstanten en leiden tot degradatie van de zelf-afbeeldingseigenschappen van een MMI.

Dit hoofdstuk toont de grote invloed aan van de vermelde effecten op de werking van SOA-gebaseerde MMIs in lineair regime.

3.2 Klassieke theorie van de MMI



Figuur 3.1: Velddistributies van de geleide modi van een multimodale golfgeleider, het coördinatensysteem en het lateraal brekingsindexprofiel

De MMI bestaat uit een multimodale golfgeleider en in- en uitgangsgolfgeleiders voor de in- en uitkoppeling van het licht [6]. Als licht gekoppeld wordt van een smalle ingangsgolfgeleider in de multimodale golfgeleider, worden zijn verschillende modi aangeslagen (zie figuur 3.1). Deze modi propageren elk met een verschillende propagatieconstante door de golfgeleider en door interferentie tussen deze modi zal de laterale velddistributie veranderen als functie van de afstand. Als een lateraal stapvormig brekingsindexprofiel verondersteld wordt, zijn het laterale golfgetal $k_{y\nu}$ en de propagatieconstante β_ν van de ν^{de} orde mode verbonden door de dispersievergelijking

$$k_{y\nu}^2 + \beta_\nu^2 = k_0^2 n_r^2 \quad (3.1)$$

met n_r de effectieve index van de lagenstructuur onder de rib en $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ met λ_0 de golflengte in vacuum.

Rekening houdend met het feit dat een geleide mode een staande golf vormt tussen de randen van de golfgeleider, kan het laterale golfgetal geschreven worden als

$$k_{y\nu} = \frac{(\nu + 1)\pi}{W_{eff}} \quad (3.2)$$

W_{eff} staat voor de effectieve breedte van de golfgeleider waarbij ook de penetratie door de rand van de golfgeleider in rekening gebracht wordt (de Goos-Hähnchen verschuiving). Uitgaande van deze vergelijkingen, kan de volgende benaderende relatie tussen de propagatieconstanten worden afgeleid:

$$\beta_0 - \beta_\nu \simeq \frac{\pi}{3L_\pi} \nu(\nu + 2) \text{ met } L_\pi = \frac{4n_r W_{eff}^2}{3\lambda} \quad (3.3)$$

De lengte L_π komt overeen met de zwevingslengte tussen de twee laagste orde modi. Op basis van deze vergelijking kunnen heel wat zelf-afbeeldingseigenschappen afgeleid worden. In de veronderstelling dat het spatiaal spectrum van de ingangsmode voldoende smal is, zodat de excitatie van stralende modi verwaarloosbaar is, kan het ingangsveld ontbonden worden in de verschillende geleide modi $\Phi_\nu(y)$ van de multimodale golfgeleider.

$$\Psi(y, 0) = \sum_\nu c_\nu \Phi_\nu(y) \quad (3.4)$$

met

$$c_\nu = \frac{\int \Psi(y, 0) \Phi_\nu(y) dy}{\int \Phi_\nu^2(y) dy} \quad (3.5)$$

Het veld wordt dan na propagatie over een afstand z , na de fasefactor van de fundamentele mode buiten de som te plaatsen en deze vervolgens weg te laten

$$\Psi(y, z) = \sum_\nu c_\nu \Phi_\nu(y) e^{j(\beta_0 - \beta_\nu)z} \quad (3.6)$$

De combinatie van deze uitdrukking met vergelijking 3.3 leidt tot

$$\Psi(y, z) = \sum_\nu c_\nu \Phi_\nu(y) e^{j \frac{\pi}{3L_\pi} \nu(\nu+2)z} \quad (3.7)$$

Op basis van volgende eigenschappen van de veldverdelingen en de fasefactoren, kunnen de zelfafbeeldingsverschijnselen afgeleid worden

$$\nu(\nu + 2) = \begin{cases} \text{even voor } \nu \text{ even} \\ \text{oneven voor } \nu \text{ oneven} \end{cases}$$

en

$$\Phi_\nu(-y) = \begin{cases} \Phi_\nu(y) & \text{voor } \nu \text{ even} \\ -\Phi_\nu(y) & \text{voor } \nu \text{ oneven} \end{cases}$$

Hierna volgt een korte beschrijving van de 2 types die verder gebruikt worden in dit proefschrift.

3.2.1 De 2X2 MMI

De 2X2 MMI bestaat uit twee ingangsgolfgeleiders en twee uitgangsgolfgeleiders. De layout van dit type MMI is weergegeven in figuur 3.2 (a).

Afbeeldingseigenschappen:

- Totale koppeling van de ingang naar de ‘bar’-uitgangsgolfgeleider na een afstand

$$L = p6L_\pi \text{ voor } p=0,1,2,\dots \quad (3.8)$$

- Totale koppeling van de ingang naar de ‘cross’-uitgangsgolfgeleider na een afstand

$$L = (2p + 1)3L_\pi \text{ voor } p=0,1,2,\dots \quad (3.9)$$

- 3 dB-koppeling naar beide uitgangsgolfgeleiders wordt bereikt na

$$L = (2p + 1) \frac{3L_\pi}{2} \text{ voor } p=0,1,2,\dots \quad (3.10)$$

3.2.2 De 1X2 MMI

De layout van de 1X2 MMI is weergegeven in figuur 3.2 (b). Door de centrale positie van de ingangsgolfgeleider worden, bij inval van een symmetrische mode, enkel de even modi in de golfgeleider opgewekt. Dit heeft als gevolg dat volgende eigenschap geldt voor alle meespelende modi:

$$\text{mod}_4((\nu + 2)\nu) = 0 \quad \text{voor } \nu \text{ even} \quad (3.11)$$

De zelfafbeeldingseigenschappen worden daarom gereduceerd met een factor 4. Totale zelfafbeelding van de ingangsmode naar een centraal gepositioneerde uitgangsgolfgeleider wordt bereikt na

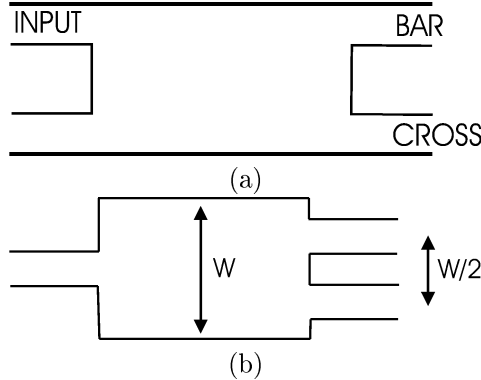
$$L = p \frac{3L_\pi}{4} \text{ met } p=0,1,2,\dots \quad (3.12)$$

3dB koppeling naar twee uitgangsgolfgeleiders, met een spatiëring gelijk aan de helft van de golfgeleiderbreedte, wordt bereikt na

$$L = (2p + 1) \frac{3L_\pi}{8} \text{ met } p=0,1,2,\dots \quad (3.13)$$

3.3 Probleembeschrijving

Uit voorgaande sectie wordt duidelijk dat bij de afleiding van de zelf-afbeeldingseigenschappen van een MMI, de initiële veronderstelling van een lateraal stapvormig brekingsindexprofiel doorslaggevend is. In het geval van een actieve MMI wordt dit profiel verstoord door de aanwezigheid van ladingsdragers in de actieve laag die er een invloed hebben op de lokale brekingsindex. Als het ladingsdragersprofiel niet-uniform wordt, zal het uiteindelijke brekingsindexprofiel afwijken van het vereiste stapprofiel. De bepalende factor voor het ladingsdragersprofiel in de actieve laag hangt af van de golfgeleidergeometrie. Een ondiep geëttste ribgolfgeleider zal lijden onder laterale diffusie van de ladingsdragers, weg van de rib. Dit resulteert in een niet-uniforme distributie en geeft een perturbatie zoals getoond wordt in figuur 3.3 (b). Indien de golfgeleider een actieve laag bevat met ‘eindige’ breedte, zal oppervlaktere combinatie een diffusiestroom induceren naar de rand van de actieve laag. Dit is het geval voor een diep geëttste ribgolfgeleider en voor een begraven structuur. Dit resulteert in een perturbatie van het brekingsindexprofiel zoals in figuur 3.3 (c).



Figuur 3.2: Layout van een (a) 2X2 MMI en een (b) 1X2 MMI

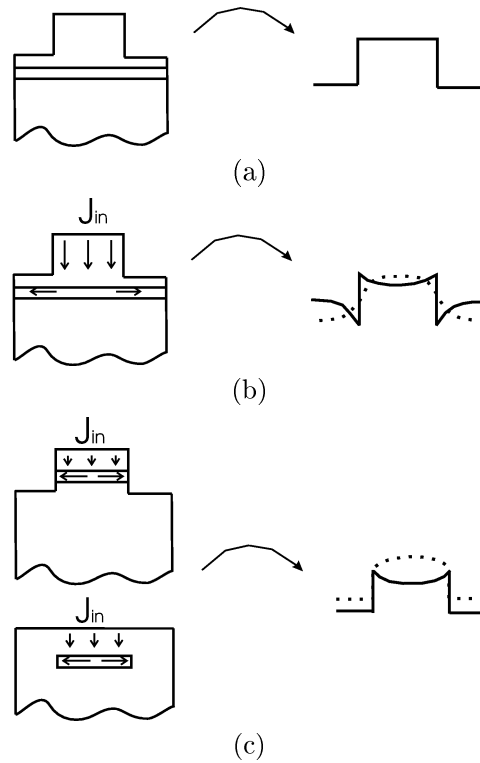
3.4 Simulatieresultaten

3.4.1 Laterale diffusie van de ladingsdragers

Door het gebrek aan potentiaalbarrières onder de randen van een ondiep geëtste ribgolfgeleider, kunnen de ladingsdragers wegdiffrunderen van de rib. Dit zorgt ervoor dat het ladingsdragersprofiel klokvormig wordt. De exacte vorm van het profiel wordt hoofdzakelijk bepaald door de waarde van de effectieve diffusiecoëfficiënt. De waarde van deze parameter hangt af van het gebruikte materiaal en van de substraatdopering [7]. Daarom werd deze parameter gevarieerd. Een typische waarde voor D_{eff} in het InGaAsP/InP materiaalsysteem is $10 \text{ cm}^2/\text{s}$ voor een n-type substraat. De overige relevante parameters van de actieve laag en de golfgeleider, zijn opgesomd in tabel 3.1 en werden vast verondersteld voor alle simulaties.

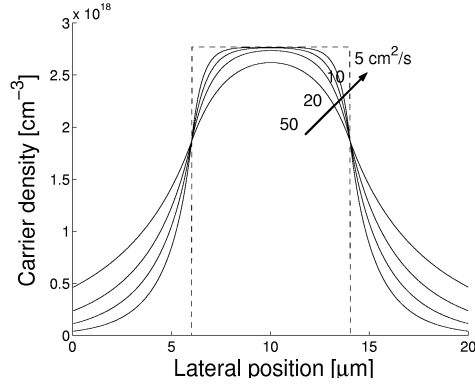
Figuur 3.4 toont de verandering van het profiel voor verschillende waarden van D_{eff} en een vaste stroomdichtheid van $6 \text{ kA}/\text{cm}^2$. Naarmate de waarde toeneemt voor D_{eff} , wijkt de vorm meer en meer af van het ideale stapvormig profiel. Dit is het gevolg van het feit dat de storing zich uitspreidt over een afstand van de orde van de diffusielengte L_{diff} buiten de golfgeleider. L_{diff} is gelijk aan $\sqrt{D_{eff}\tau}$ met τ de levensduur van de ladingsdragers. Een toenemende D_{eff} heeft dus een grotere storing tot gevolg. Aangezien de storing slechts werkzaam is aan de randen van de golfgeleider zal de storing op het brekingsindexprofiel toenemen naarmate de golfgeleiderbreedte afneemt. Een logische oplossing om dit te vermijden lijkt, de MMI te verbreden maar aangezien de oppervlakte toeneemt met de derde macht van de breedte (zie vergelijking 3.3), zou dit leiden tot een enorme toename in vereiste stroom. Daarenboven wordt de werking van de MMI bij toenemende breedte meer gevoelig aan afwijkingen op de breedte [6].

Er werden simulaties uitgevoerd op een ondiep geëtste 2X2 MMI. De MMI-breedte is gelijk aan $8 \mu\text{m}$ en de in- en uitgangsgolfgeleiders hebben een breedte van $3 \mu\text{m}$. De stroomdichtheid is gelijk aan $6 \text{ kA}/\text{cm}^2$ voor alle simulaties, tenzij anders vermeld.

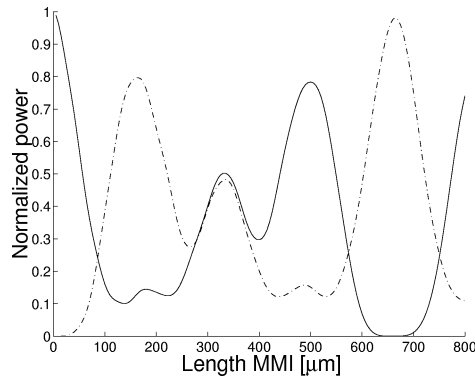


Figuur 3.3: De golfgeleidergeometrie, het overeenkomstig laterale brekingsindexprofiel (volle lijnen) en het bijhorende ladingsdragersprofiel (stippellijnen) van (a) een passieve golfgeleider (b) een actieve ondiep geëtste golfgeleider (c) een actieve begraven structuur of een diep geëtste ribgolfgeleider

Het ideale gedrag van de actieve MMI, met een uniforme ladingsdragersdistributie onder de rib, werd gesimuleerd en is weergegeven in figuur 3.5. Deze figuur toont de koppeling naar de fundamentele mode in de ‘bar’- en ‘cross’-uitgangsgolfgeleider als functie van de MMI-lengte, bij inkoppeling van het licht via de fundamentele mode van de ingangsgolfgeleider. Het wordt duidelijk dat in dit geval, de component goed werkt en dus de winst in de actieve laag, geen invloed heeft. Perfecte 3 dB-splitsing werd bekomen na een lengte van $330 \mu\text{m}$ en totale koppeling naar de ‘cross’-uitgangsgolfgeleider na $660 \mu\text{m}$. In figuren 3.6 (a)-(d), zijn de resultaten voor verschillende waarden van D_{eff} getoond. Naarmate de waarde toeneemt, wijken de zelf-afbeeldingseigenschappen meer en meer af van het ideale gedrag. Het wordt duidelijk dat bij de ‘ideale’ 3 dB-lengte er een onevenwicht ontstaat tussen beide uitgangen die kan oplopen tot 4.5 dB bij de grootste waarde van D_{eff} . Een efficiënte zelf-afbeelding wordt bereikt naar de ‘bar’-uitgangsgolfgeleider na een propagatie-afstand van $520 \mu\text{m}$ en wordt meer significant bij toenemende D_{eff} . Dit is te verklaren als volgt. De verandering



Figuur 3.4: Ladingsdragersdistributie voor verschillende waarden van de effectieve diffusiecoëfficiënt D_{eff}



Figuur 3.5: Genormaliseerd vermogen in de 'bar'- (volle lijnen) en 'cross'-uitgangsgolfgeleider (onderbroken lijnen) als functie van de lengte voor een ideale actieve golfgeleider

van de brekingsindex is het grootst in het midden van de golfgeleider en neemt af naar de randen toe. De lagere orde modi, die vooral geconcentreerd zijn in het midden van de golfgeleider zullen dus een grotere verandering van de effectieve index ondergaan dan de hogere orde modi. Dit leidt tot een ander verband tussen de propagatieconstanten dat er uitziet als volgt:

$$\beta_0 - \beta_\nu \simeq \frac{\pi}{3L'_\pi} \nu(\nu + b) \quad (3.14)$$

waarbij de waarde van b evolueert van 2 naar 1 voor toenemende inhomogeniteit. Als $b=1$, kan de zelfafbeelding naar de 'bar'-toestand na een afstand van $3L'_\pi$ afgeleid worden. Indien $D_{eff}=10 \text{ cm}^2/\text{s}$, wordt $b=1.5$ en $L'_\pi=140 \text{ μm}$.

Parameter	Symbool	Waarde
Effectieve index van de rib	n_r	3.23
Effectieve index van de cladding	n_c	3.17
Differentiële winst	a	$2.7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Dikte actieve laag	d	$0.15 \mu\text{m}$
Vertikale opsluitingsfactor	Γ	0.33
Unimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	A	$1.67 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Transparantie elektronenconcentratie	N_0	10^{18} cm^{-3}
Bimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	B	$10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Golflengte	λ	$1.55 \mu\text{m}$
Auger recombinationcoëfficiënt	C	$6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
Anti-geleidingsfactor	β	$-1.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$
propagatieverliezen	α	20 cm^{-1}

Tabel 3.1: Parameterlijst

Figuur 3.7 toont het genormaliseerde vermogen in de ‘bar’- en de ‘cross’-toestand bij 1 kA/cm^2 , 6 kA/cm^2 and 12 kA/cm^2 en een vaste effectieve diffusiecoëfficiënt van $10 \text{ cm}^2/\text{s}$. Uit deze figuur wordt duidelijk dat de stroom een verwaarloosbare invloed heeft op het afwijkend gedrag.

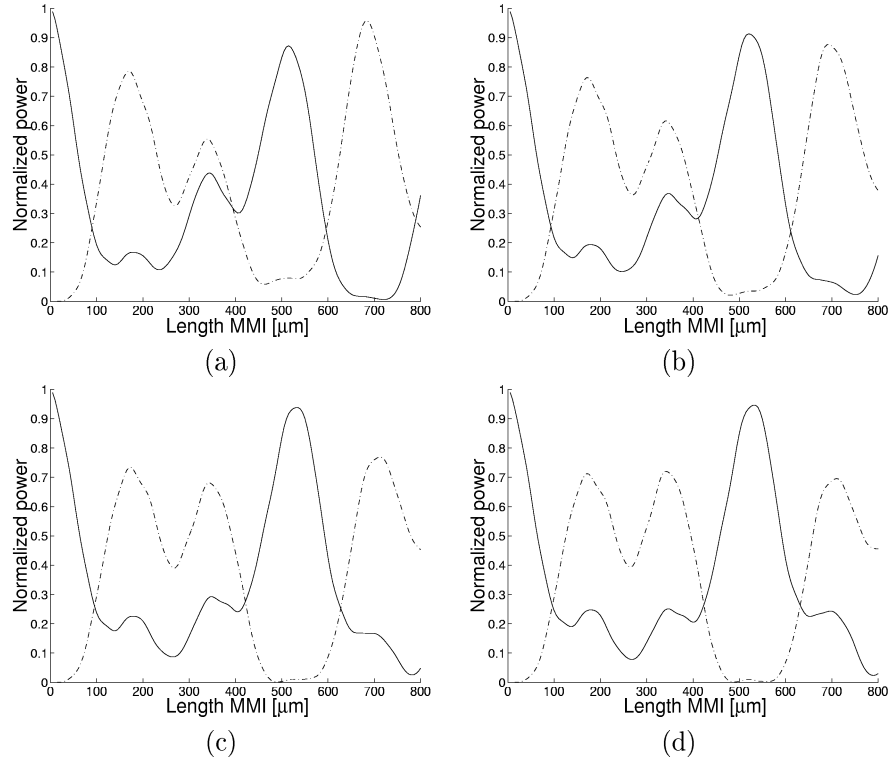
Verder werden een 1X2 MMI en 1X1 MMI gesimuleerd. De breedte van de MMI is opnieuw gelijk aan $8 \mu\text{m}$ en de in- en uitgangsgolfgeleiders zijn $2.5 \mu\text{m}$ breed. De spatiëring tussen de middens van beide uitgangsgolfgeleiders correspondeert met $4 \mu\text{m}$. Voor deze component is de 3 dB-lengte gelijk aan $85 \mu\text{m}$ zoals duidelijk wordt uit de simulaties in figuur 3.8. Totale koppeling naar de uitgangsgolfgeleider, centraal gelokaliseerd, wordt bereikt na propagatie over 2 keer deze afstand. Uitgaande van de resultaten kan besloten worden dat voor dit type MMI, onderhevig aan laterale stroomspreiding, het ideale 3 dB-punt zich voordoet na een iets langere propagatie-afstand maar de component werkt nog degelijk. Het beperkte afwijkende gedrag kan verklaard worden door de korte zelf-afbeeldingsafstand, die de accumulerende fase-mismatch tussen de modi beperkt.

3.4.2 Oppervlakterecombinatie

Om laterale stroomspreiding te vermijden, kan gebruik gemaakt worden van een begraven structuur of een diep geëtste ribgolfgeleiderstructuur. In dit geval wordt de ladingsdragersdistributie bepaald door oppervlakterecombinatie aan de rand van de golfgeleider. Voor deze simulaties werd een begraven golfgeleiderstructuur verondersteld met een vaste effectieve diffusiecoëfficiënt van $10 \text{ cm}^2/\text{s}$.

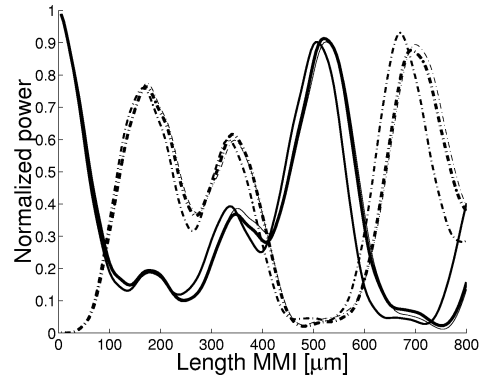
Figuur 3.9 toont de ladingsdragersdistributie bij verschillende oppervlakterecombinatiesnelheden. De niet-uniformiteit is verwaarloosbaar voor waarden kleiner dan 10^4 cm/s . De invloed op het gedrag van de 2X2 MMI is weergegeven in figuur 3.10 (a)-(b) voor verschillende waarden van S.

Voor een waarde van 10^4 cm/s , is de invloed nog vrij beperkt maar voor toene-

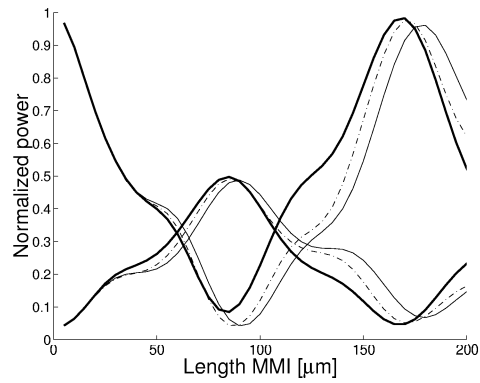


Figuur 3.6: Genormaliseerd vermogen in de ‘bar’- (volle lijnen) en de ‘cross’-uitgangsgolfgeleider (onderbroken lijnen) als functie van de lengte voor (a) $D_{eff}=5$, (b) 10, (c) 20 en (d) $50 \text{ cm}^2/\text{s}$

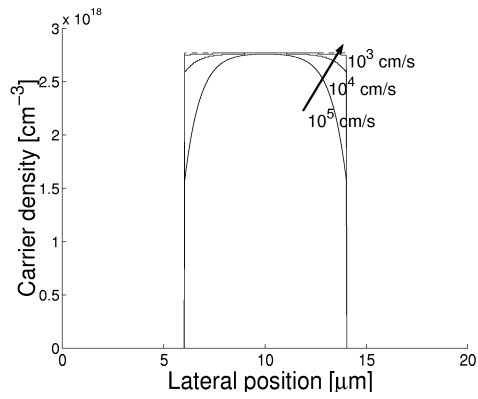
mende recombinatiesnelheden stijgt de impact enorm. Dit wordt duidelijk bij de simulatieresultaten voor $S=10^5 \text{ cm/s}$. Hieruit kan besloten worden dat oppervlakterecombinatie lager moet blijven dan 10^4 cm/s om een verwaarloosbaar effect te krijgen op het zelf-afbeeldingsgedrag. De waarde voor S is in hoge mate afhankelijk van het materiaalsysteem. Typische waarden voor het InGaAsP/InP systeem zijn $1-2 \cdot 10^4 \text{ cm/s}$ [8]. Een bijkomende natte etsstap kan geïntroduceerd worden in het fabricageproces om de etsschade en contaminatie gedurende de droge etsstap te verminderen. Voor het InGaAs/GaAs systeem, kan de waarde oplopen tot meer dan 10^6 cm/s [9]. In dit geval zal de component zwaar lijden onder dit verschijnsel. Uiteindelijk werd ook de 1X2 MMI en 1X1 MMI gesimuleerd bij $S=10^5 \text{ cm/s}$. Het resultaat staat in figuur 3.8. Opnieuw is er geen merkbare invloed op de werking.



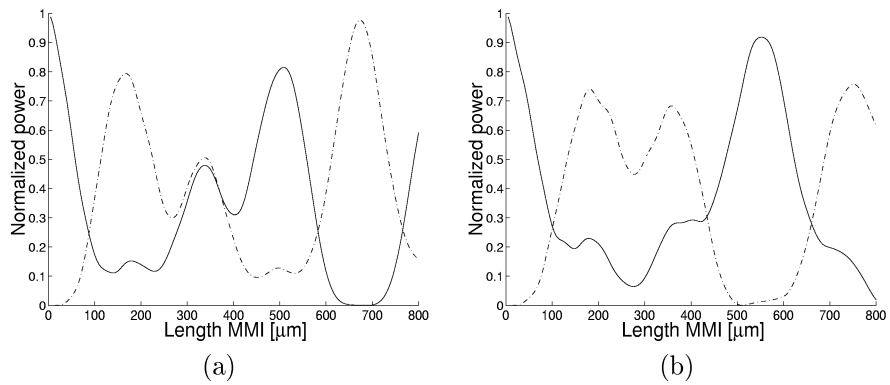
Figuur 3.7: Genormaliseerd vermogen in de ‘bar’- (volle lijnen) en ‘cross’-uitgangsgolfeleider (onderbroken lijnen) als functie van de lengte voor een stroomdichtheid van 1 kA/cm^2 (dikke lijnen), 6 kA/cm^2 (normale lijnen) en 12 kA/cm^2 (dunne lijnen)



Figuur 3.8: Genormaliseerd vermogen in de fundamentele mode als functie van de lengte bij een centrale positie en 3dB positie van de uitgangsgolfeleider. De dikke lijnen tonen de resultaten in het ideale geval, de gewone lijnen voor een begraven structuur met $S = 10^5 \text{ cm/s}$, de onderbroken lijnen voor een ondiep geëtste golfeleider met $D_{eff} = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$



Figuur 3.9: Ladingsdragersdistributie bij verschillende waarden voor de oppervlakterecombinatiesnelheid S



Figuur 3.10: Genormaliseerd vermogen in de 'bar'- (volle lijnen) en 'cross'-uitgangsgolfgeleiders (onderbroken lijnen) als functie van de lengte voor (a) $S=10^4$ (b) $S=10^5$ cm/s

Bibliografie

- [1] K. Kudo, K. Yashiki, T. Sasaki, Y. Yokoyama, K. Hamamoto, T. Morimoto, M. Yamaguchi, "1.55 μm wavelength-selectable microarray DFB-LD's with monolithically integrated MMI combiner, SOA, and EA-modulator", *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp. 242-244 March 2000
- [2] S. Nagai, G. Morishima, H. Inayoshi, K. Utaka, "Multimode interference photonic switches (MIPS)" *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 675-681 April 2002
- [3] K. Hamamoto, E. Gini, C. Holtmann, H. Melchior, S. Sudo, K. Mori, T. Sasaki, and M. Yamaguchi: 'Active multi-mode-interferometer semiconductor optical amplifier', *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 1218-1220, 2000
- [4] Janz, C.; Poingt, F.; Pommereau, F.; Grieshaber, W.; Gaborit, F.; Leclerc, D.; Guillemot, I.; Renaud, M. "All-active dual-order mode (DOMO) Mach-Zehnder wavelength converter for 10 Gbit/s operation", *Electronics Letters*, Vol. 35, pp. 1862-1863 October 1999
- [5] S. Shin and C.B. Su, "The sublinear relationship between index change and carrier density in 1.5 and 1.3 μm semiconductor lasers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 4, pp. 534-537, June 1992
- [6] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, "Optical Multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 615-627, April 1995
- [7] W.B. Joyce, "Carrier transport in double heterostructure active layers", *Journal of Applied physics*, vol. 53, pp. 7235-7239, 1982
- [8] T. Baba, K. Inoshita, H. Tanaka, J. Yonekura, M. Ariga, A. Matsutani, T. Miyamoto, F. Koyama, and K. Iga, "Strong enhancement of light extraction efficiency in GaInAsP 2-D-arranged microcolumns", in *Journal of Lightwave technology*, vol. 17, pp. 2113-2119, November 1999
- [9] V. Malyarchuk, J.W. Tomm, V. Talalaev and Ch. Lienau, F. Rinner and M. Baeumler, "Nanoscopic measurements of surface recombination velocity and diffusion length in a semiconductor quantum well" in *Applied Physics Letters*, vol. 81, pp. 346-348, July 2002

Hoofdstuk 4

Ontwerp van subcomponenten

4.1 Inleiding

Dit hoofdstuk vat het ontwerp en de karakterisatie samen van verschillende blokken die deel uitmaken van de uiteindelijke SOA-gebaseerde chips die zullen besproken worden in hoofdstukken 5 en 6. Sectie 4.2 behandelt het ontwerp van de actieve lagenstructuur. De volgende sectie 4.3 bespreekt de meetresultaten van ribgolfgeliderlasers op basis van de ontworpen lagenstructuur. Voor de interpretatie van deze resultaten werden er simulaties uitgevoerd, rekening houdend met verschillende effecten die een invloed hebben op de laterale verdeling van de ladingsdragers in de actieve laag. In sectie 4.4 wordt nagegaan in welke mate de verschillende eisen voor een actieve ribgolfgelider (monomodaliteit, hoge injectie-efficiëntie, hoog lateraal contrast) verenigbaar zijn in 1 ontwerp. Verder worden in sectie 4.5 de verschillende middelen besproken die werden ingeschakeld voor de minimalisatie van reflecties aan de facetten. Aangezien de uiteindelijke componenten meerdere, onafhankelijk aanstuurbare, elektroden zullen hebben, werd in een laatste sectie 4.6 de isolatie tussen verschillende elektroden nader bekeken.

4.2 Ontwerp lagenstructuur

De lagenstructuur is gebaseerd op de 1 % 'compressively strained' Quantum Well (QW) met dikte 8 nm en samenstelling $In_{0.78}Ga_{0.22}As_{0.79}P_{0.21}$. Deze laag werd reeds verscheidene keren met succes gegroeid in de vakgroep. Deze QWs versterken preferentieel TE gepolariseerd licht [1]. Verder werd een zelfde materiaalsamenstelling vooropgesteld voor de bufferlagen tussen de QWs en de omliggende 'Separate Confinement Heterostructure' (SCH)-lagen. De SCH-lagen worden gebruikt om een optimale opsluiting van de optische mode in de actieve laag te bereiken. De parameters voor de bepaling van de gehele lagenstructuur zijn dus de volgende:

1. Aantal QWs
2. Dikte van de bufferlagen tussen de QWs

3. Samenstelling van de bufferlaag

4. Dikte van de SCH-lagen

Gezien het grote aantal parameters en de complexiteit van het gehele systeem, is het vrijwel onmogelijk te optimaliseren naar al deze punten. Toch werd wel nagegaan wat de invloed is van al deze factoren op de belangrijkste elektrische en optische eigenschappen van de lagenstructuur. De elektrische eigenschappen werden gesimuleerd met behulp van Simwindows [2]. Dit is een één-dimensionale drift-diffusiesimulator, die onder andere de berekening mogelijk maakt van de ladingsdragersdistributie in een één-dimensionale lagenstructuur bij een bepaalde spanning. Simulaties van de optische eigenschappen zijn gebaseerd op Fimmwave [3], een commerciële 2-dimensionale modesolver. De gehele lagenstructuur werd geoptimaliseerd naar een minimaal saturatievermogen, dit impliceert een maximale verhouding van opsluitingsfactor Γ en dikte d van de totale actieve laag zoals duidelijk wordt uit onderstaande afleiding voor de lokale winst bij een bepaald vermogen P

$$0 = \frac{J}{qd} - \frac{N}{\tau} - \frac{\Gamma g P}{\hbar \omega b d} \quad \text{met} \quad g = a(N - N_0) \quad (4.1)$$

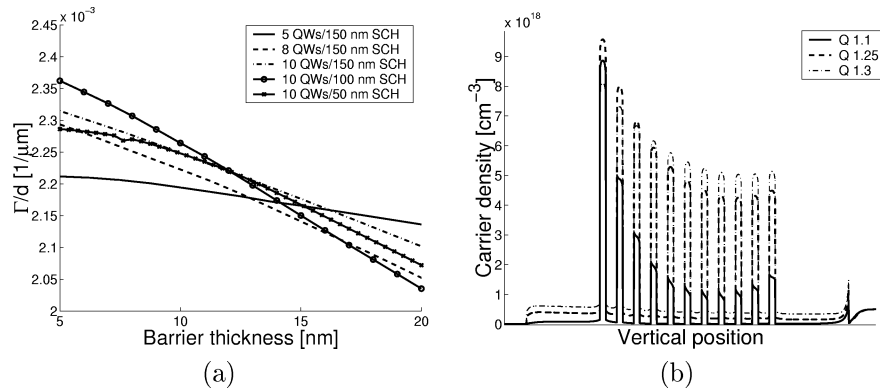
hieruit volgt dan

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} \quad \text{met} \quad P_{sat} = \frac{\hbar \omega b d}{\Gamma a \tau} \quad g_0 = a\left(\frac{J\tau}{qd} - N_0\right) \quad (4.2)$$

met J de stroomdichtheid, q de elementaire lading, τ de levensduur van de ladingsdragers, a de differentiële winst, N_0 de elektronenconcentratie bij transparantie, \hbar de gereduceerde Planckconstante, ω de angulaire frequentie en b de breedte van de SOA.

Dit maximaliseert de niet-lineaire werking [4] voor SOA-gebaseerde componenten. Als randvoorwaarde werd ook de asymmetrische vulling van de QWs in acht genomen. Die is afkomstig van het feit dat de mobiliteit van de gaten veel lager is dan die van de elektronen[5]. Dit leidt tot een verminderde opvulling van de QWs ver weg van de p-type elektrode. Dit zorgt voor een bovengrens van het aantal QWs die nuttig kunnen gebruikt worden. De ondergrens voor de dikte van de barriërelagen werd gesteld op 15 nm, om interactie tussen de QWs te vermijden. De invloed van de barriëredikte op de te optimaliseren verhouding $\frac{\Gamma}{d}$ werd nagegaan voor verschillende combinaties van aantal QWs en de dikte van de SCH laag. Deze simulaties werden uitgevoerd met een materiaalsamenstelling voor de barrières en de SCH-laag corresponderend met de roosteraangepaste InGaAsP (Q 1.25) d.w.z. met een bandgap die overeenkomt met een fotogolflengte van 1.25 μm (samenstelling $In_{0.75}Ga_{0.25}As_{0.54}P_{0.46}$). De simulatieresultaten zijn weergegeven in figuur 4.1 (a) waaruit blijkt dat de barriërelagen best zo smal mogelijk genomen worden. Het werd dus de minimale 15 nm. Dit is ook de beste keuze op basis van de elektrische eigenschappen van de lagenstructuur aangezien smalle barrières zorgen voor een meer homogene vulling van de QWs [6]. Vervolgens werd de barriërehogte (de materiaalsamenstelling) van de roosteraangepaste buffer- en

SCH-lagen gevarieerd om te checken wat de invloed ervan is op de QW-vulling [7]. Hoe lager de barrières hoe homogener de vulling wordt. Dit effect wordt duidelijk in figuur 4.1 (b) waarbij de materiaalsamenstelling aangeduid wordt als de foton-golflengte van de bandgap. Deze figuur toont simulatieresultaten voor 11 QWs bij een spanning van 1.2 V over de totale lagenstructuur. Anderzijds zorgt een te lage barrièrehoogte voor een hoge lekstroom afkomstig van de ‘thermische jumps’ over de barrières, zodat er ladingsdragers verloren gaan zonder te recombineren in de actieve laag [8]. Aangezien het verschil in vulling tussen InGaAsP (Q 1.3) en InGaAsP (Q 1.25) beperkt blijft, werd voor de barrière- en de SCH-lagen de samenstelling InGaAsP (Q 1.25) genomen. Het aantal QWs werd vastgelegd op 8 aangezien enerzijds in dit geval de asymmetrie in de bandvulling nog beperkt blijft (zie figuur 4.2(a)) en anderzijds de verhouding van de opsluitingsfactor en de totale dikte van de actieve laag maximaal is, zie figuur 4.2 (b). De optimale dikte van de SCH-laag bedraagt dan 90 nm. Figuur 4.3 geeft een schema weer van de lagenstructuur. Deze lagenstructuur werd gegroeid door middel van ‘Metalorganic Chemical Vapor Deposition’ (MOCVD).

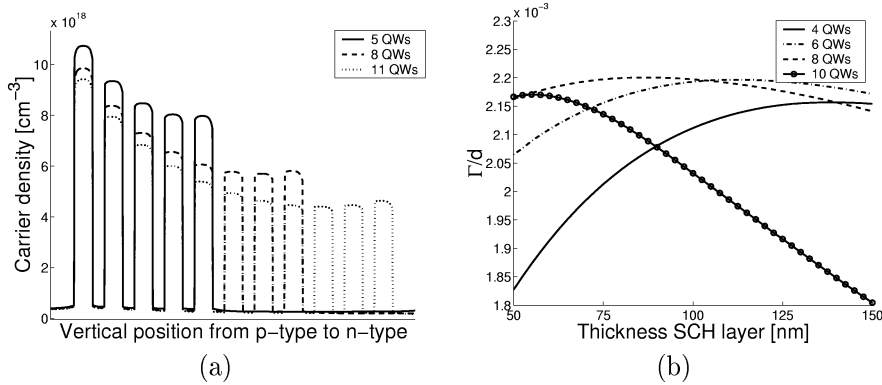


Figuur 4.1: (a) Invloed van de barrièredikte op de verhouding van de opsluitingsfactor en de totale dikte van de actieve laag, in verschillende situaties (b) Invloed van de barrièrehoogte op de ladingsdragersverdeling

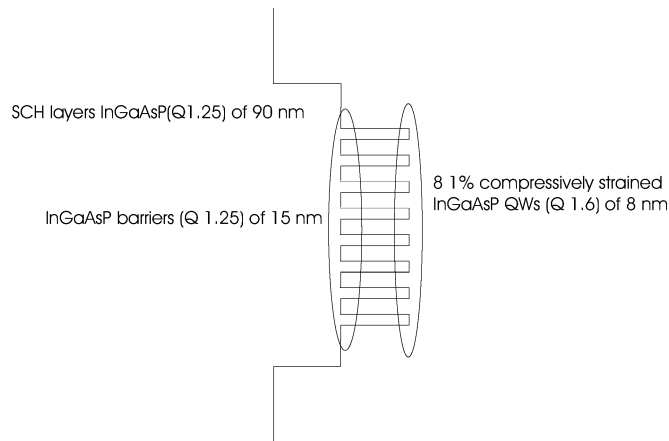
De globale lagenstructuur is weergegeven in tabel 4.1.

4.3 Karakterisatie van de lagenstructuur

Voor de karakterisatie van de ontworpen lagenstructuur, werden lasers gefabriceerd met verschillende lengtes en breedtes. Allereerst werd de drempelstroom en differentiële efficiëntie (afgekort η_d) opgemeten van broad area lasers, met een breedte van $40 \mu\text{m}$, onder gepulst regime (pulsduur $0.1 \mu\text{s}$, duty cycle 5 %). Figuur 4.4 toont de resultaten. Uitgaande van η_d als functie van de lengte, kan het propagatieverlies α en de interne efficiëntie (η_i) geëxtraheerd worden, door gebruik



Figuur 4.2: (a) Invloed van het aantal QWs op de vulling (b) Invloed van het aantal QWs en de barrièredikte op de verhouding van de opsluitingsfactor en de totale dikte van de actieve laag



Figuur 4.3: Lagenstructuur

te maken van volgende uitdrukking [9]

$$\frac{1}{\eta_d} = \frac{1}{\eta_i} \left(1 + \frac{\alpha L}{\ln(1/R)} \right) \quad (4.3)$$

met L de lengte van de laser en R de vermogenreflectiviteit van het facet. Eens de waarde voor het propagatieverlies gekend is en de vermogenreflectiviteit aan de facetten gelijk wordt verondersteld aan 0.32, kan een verband tussen de stroomdichtheid en de winst afgeleid worden. De experimentele waarden werden gefit aan

dikte [nm]	laag	dopering [cm^{-3}]	laagtype
180 nm	InGaAs	p++ $2 \cdot 10^{19}$	contactlaag
1350 nm	InP	p++ $5 \cdot 10^{17}$	
75 nm	InP	p+ $2 \cdot 10^{17}$	
75 nm	InP	n.i.d.	
90 nm	InGaAsP (Q 1.25)	n.i.d.	SCH-laag
8 nm	InGaAsP QW (+ 1 %)	n.i.d.	actieve laag (8X)
15 nm	InGaAsP (Q 1.25)	n.i.d.	barrièrelaag (7X)
90 nm	InGaAsP (Q 1.25)	n.i.d.	SCH-laag
90 nm	InP	n.i.d.	
1500 nm	InP	n+ $5 \cdot 10^{17}$	
	InP	n	substraat

Tabel 4.1: Globale lagenstructuur

Propagatieverliezen (1/cm)	20
Interne efficiëntie (%)	45
G_0 (1/cm)	80
J_0 (A/cm^2)	380

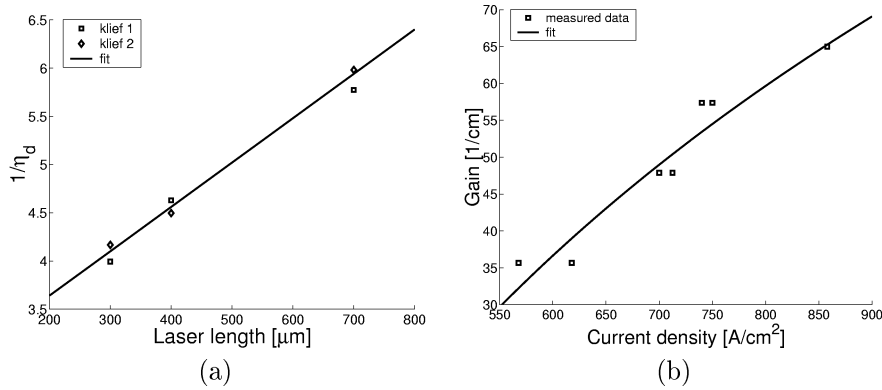
Tabel 4.2: Geëxtraheerde parameters op basis van de meetresultaten met ‘broad area’ lasers

de volgende uitdrukking [10]

$$G(J) = G_0 \ln\left(\frac{J}{J_0}\right) \quad (4.4)$$

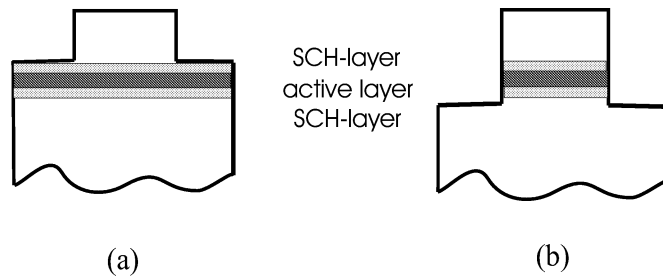
De resulterende waarden voor de verschillende parameters zijn weergegeven in tabel 4.2. De interne efficiëntie bedraagt slechts 45 %. Ideaal zou dit de 100 % moeten benaderen als er vergrendeling van de elektronenconcentratie verondersteld wordt. Dit is echter niet meer het geval als de actieve laag bestaat uit meerdere QWs. De ladingsdragersdistributie wordt meer asymmetrisch boven drempel zodat vooral als gevolg van Auger recombinatie, die evenredig is met de derde macht van de elektronenconcentratie, de recombinatieverliezen stijgen boven drempel. Dit heeft dus ook z'n impact op de interne efficiëntie, zoals gesteld in [11]. In dit artikel werd een lagenstructuur gekarakteriseerd met 6 QWs. Dit leidde tot een $\eta_i=67$ %. In [12] werd de interne efficiëntie bepaald van lasers die gebruik maken van ongeveer dezelfde QW als in de ontworpen structuur. Uit deze resultaten blijkt dat de interne efficiëntie sterk afneemt bij een toenemend aantal QWs. De interne efficiëntie daalt er van 75 % naar 63 % bij overgang van 2 naar 4 QWs. Aangezien dit effect dus toeneemt met het aantal QWs zal in het geval van 8 QWs de impact dus nog groter zijn.

Vervolgens werden lasers gekarakteriseerd met een variabele breedte, als functie van de lengte en de etsdiepte. Er werden lasers geëtsd door een combinatie van



Figuur 4.4: (a) Differentiële efficiëntie als functie van de lengte (b) Winst als functie van de stroomdichtheid

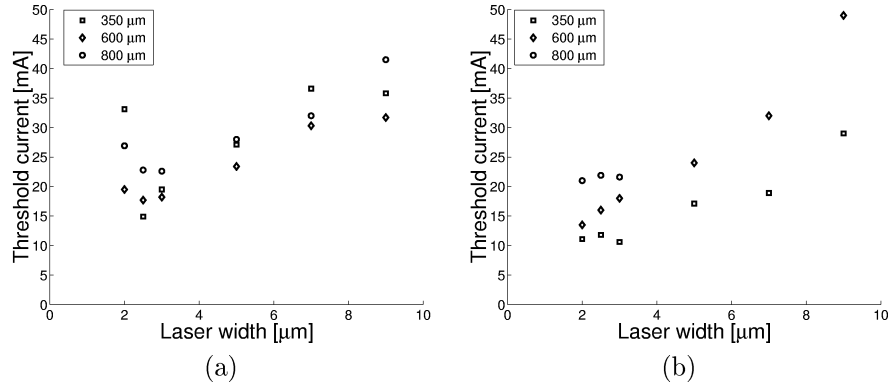
droge ets en natte ets, waarbij de bovenste SCH-laag dienst doet als etsstoplaag, zoals weergegeven in figuur 4.5 (a). Dit laat een nauwkeurige definitie van de etsdiepte toe. Andere lasers werden door de actieve laag geëtsd (zie figuur 4.5 (b)) om de invloed na te gaan van oppervlakterecombinatie op de drempelstroom. Bij beide etsdieptes zijn de golfgeleiders reeds multimodaal bij elke breedte maar uit ervaring bij vorige laserfabricages binnen de vakgroep blijkt dat het lateraal contrast voldoende hoog moet zijn om laserwerking te kunnen bereiken bij de smalste golfgeleiders [13].



Figuur 4.5: Ondiepe en diepe etsing van de lasers

De meetresultaten in beide gevallen zijn weergegeven in figuur 4.6. Ideaal verwacht men een lineaire afname van de drempelstroom als functie van de breedte. Bij ondiepe etsing neemt de drempelstroom echter heel sterk toe bij de smalste lasers. Bij diepe etsing is slechts een lichte afbuiging ten opzichte van de ideale rechte zichtbaar. Het verschil moet gezocht worden in de mechanismen die de laterale ladingsdragersverdeling bepalen in beide gevallen. Bij ondiepe etsing kunnen de ladingsdragers in de actieve laag vrij wegdiffruseren van de rib wat leidt tot een minder efficiënte overlap tussen de mode en de ladingsdragersdistributie en

dus tot een verlaagde modale winst. Bij diepe etsing wordt de laterale diffusie belet maar is het oppervlakterecombinatie aan de rand van de actieve laag die het ladingsdragersprofiel, en dus de modale winst, mee bepaalt. Beide effecten worden meer in detail besproken in sectie 4.3.1. Toch blijkt al dat de invloed van oppervlakterecombinatie op de modale winst zwakker is dan die van de stroomspreiding.

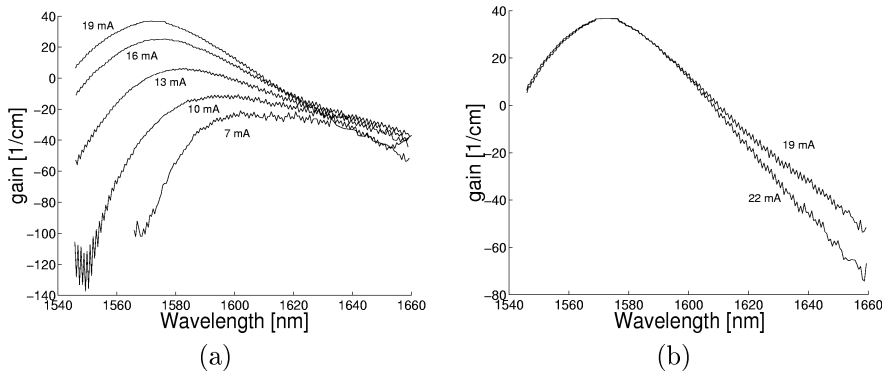


Figuur 4.6: (a) Drempelstroom als functie van de breedte en de lengte bij ondiepe etsing (b) bij diepe etsing

Vervolgens werden er winstcurves opgemeten op basis van de Hakki-Paoli methode [14] voor ondiep geëtste lasers met een breedte van 2, 2.5 en 3 μm en een lengte van 300 μm . Figuur 4.7(a) toont de netto modale winstcurves als functie van de stroom voor een laser met breedte 2.5 μm en drempelstroom 17.1 mA. Bij toenemende golflengten wordt een afvlakking van de winstcurve verwacht, in tegenstelling tot de meetresultaten. De winstcurves blijken steeds meer af te buigen naar lagere waarden voor de modale winst bij toenemende stromen. Dit is het gevolg van intervalentiebandabsorptie (IVBA) die evenredig is met de elektronenconcentratie [15] en toeneemt met de golflengte [16]. Figuur 4.7(b) toont 2 curves boven drempelstroom. Deze vallen samen in het golflengtegebied met winst maar wijken af voor langere golflengten. Dit kan het gevolg zijn van een toegenomen asymmetrische opvulling van de QWs bij hogere stromen. Aangezien de materiaalwinst sublineair toeneemt met de elektronenconcentratie en IVBA lineair toeneemt met de elektronenconcentratie, kan de gemiddelde elektronenconcentratie stijgen boven drempel. Dit resulteert dus in toegenomen verliezen [17].

Tabel 4.3 geeft een overzicht van de gedetermineerde parameters voor lasers met verschillende breedte op basis van de resultaten behaald met de Hakki-Paoli methode. Een vergelijking met de behaalde resultaten voor Broad-Area lasers in tabel 4.2 wijst vooral op een sterke toename van J_0 .

Voorgaande resultaten zijn gebaseerd op herhaaldelijke Hakki-Paoli metingen op eenzelfde laser. De volgende metingen werden uitgevoerd op lasers die gefabriceerd werden op een andere wafer met dezelfde lagenstructuur. Op basis van metingen van de drempelstroom en differentiële efficiëntie op lasers van verschillende breedte en lengte, werden waarden van interne efficiëntie en propagatie-



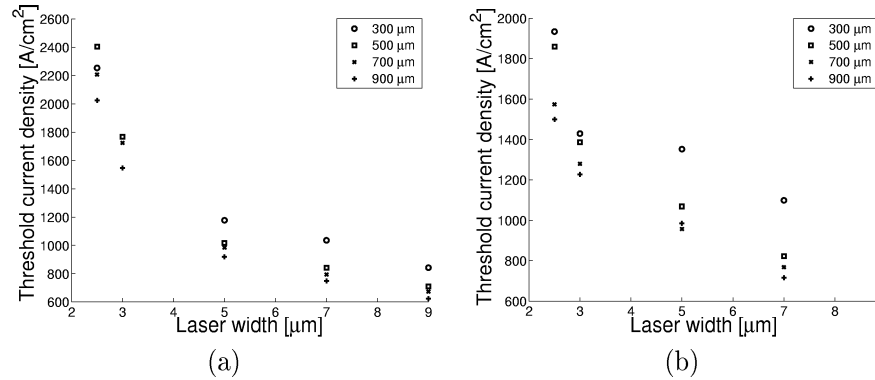
Figuur 4.7: (a) Netto modale winstcurve als functie van de stroom voor een laser met een breedte van $2.5 \mu\text{m}$ en een lengte van $300 \mu\text{m}$ (b) Netto modale winstcurve boven de drempelstroom

	$2 \mu\text{m}$	$2.5 \mu\text{m}$	$3 \mu\text{m}$
Propagatieverliezen (1/cm)	38	35	30
G_0 (1/cm)	81	76.5	76.5
J_0 (A/cm ²)	1579	986	808

Tabel 4.3: Geëxtraheerde parameters behaald via de Hakki-Paoli methode, voor lasers met verschillende breedte

verliezen geëxtraheerd. Opnieuw werden er zowel diep als ondiep geëtste lasers gefabriceerd. De resultaten zijn gebaseerd op metingen van lasers met lengte 300, 500, 700 en 900 μm. Voor de diep geëtste lasers van 2.5 en 3 μm werden 2 extra lengtes opgemeten nl. 1200 en 1500 μm. Voor elke breedte werden er 5 lasers opgemeten, deze resultaten werden dan uitgemiddeld. Figuren 4.8 (a) en (b) tonen de drempelstroomdichtheden voor de verschillende laserdimensies, zowel diep als ondiep geëtst. Ook hier is de lagere drempelstroomdichtheid bij de smalste diep geëtste lasers merkbaar. Tabellen 4.4 en 4.5 tonen de geëxtraheerde waarden voor de interne efficiëntie en de verliesfactor in beide gevallen. Hieruit volgen enkele opmerkelijke resultaten. De interne efficiëntie bij de ondiep geëtste lasers is van dezelfde grootte-orde voor alle laserbreedtes. Dit wil zeggen dat de lekstroom als gevolg van laterale spreiding van de ladingsdragers nagenoeg niet toeneemt boven drempel. Toch ligt de drempelstroomdichtheid merkkelijk hoger voor de kleinere lasers. Dit impliceert dat de injectie-efficiëntie slechter wordt bij afnemende breedte. In de volgende sectie wordt op dit aspect dieper ingegaan.

Bij de diep geëtste lasers neemt de interne efficiëntie af bij afnemende breedte. Dit is hoogstwaarschijnlijk het gevolg van oppervlakterecombinatie. Dit mechanisme werkt even sterk voor alle laserbreedtes en neemt dus relatief toe bij afnemende breedte. Als dus in deze lasers de asymmetrie in ladingsdragersdistributie toeneemt bij hogere stromen dan moet ook de gemiddelde elektronenconcentratie



Figuur 4.8: (a) Drempelstroomdichtheid als functie van de breedte en de lengte van ondiep geëtste lasers (b) Drempelstroomdichtheid als functie van de breedte en de lengte van diep geëtste lasers

toenemen. Dit veroorzaakt een verhoogde lekstroom door oppervlakterecombinatie. Bij voldoende hoge oppervlakterecombinatie bepaalt dit effect de elektronenconcentratie.

Er bestaat wel onduidelijkheid over de afnemende propagatieverliezen bij afnemende breedte. Anderzijds veronderstelt de gebruikte methode dat de interne efficiëntie en de propagatieverliezen onafhankelijk zijn van de laserlengte en dus van de elektronenconcentratie. Dit is echter niet het geval. Intervalentiebandabsorptie bepaalt grotendeels deze verliezen en neemt evenredig toe met de ladingsdragersconcentratie. Dit impliceert dus dat de verliezen toenemen bij afnemende laserlengte. Dit zorgt voor een lagere externe differentiële efficiëntie en leidt tot schijnbaar lagere propagatieverliezen en een lagere interne efficiëntie na extractie. De invloed van dit effect wordt besproken in de volgende sectie.

	2.5 μm	3 μm	5 μm	7 μm	9 μm
interne efficiëntie (%)	44.5	45	49	47.2	53
α (1/cm)	20	18	18	18	23.5

Tabel 4.4: Geëxtraheerde parameters voor ondiep geëtste lasers

	2.5 μm	3 μm	5 μm	7 μm	9 μm
interne efficiëntie (%)	39	48	54	67	59
α (1/cm)	16	19.3	23.7	37.8	26.4

Tabel 4.5: Geëxtraheerde parameters voor diep geëtste lasers

4.3.1 Verklaring van de meetresultaten

Ondiep geëtste lasers

Uit de metingen op de ondiep geëtste lasers blijkt dat de drempelstroomdichtheid opmerkelijk sterk toeneemt bij afnemende breedte. Dit effect kan niet volledig verklaard worden als enkel de laterale diffusie van de ladingsdragers in de actieve laag in rekening wordt gebracht. Daarom werd het model uitgebreid met de stroomspreading die reeds plaats vindt in de dunne SCH-laag juist boven de actieve laag. Daarvoor werd een eenvoudig ‘analytisch model’ gebruikt [18]. Hierin wordt verondersteld dat de diode het volgende verband heeft tussen de stroomdichtheid en de spanning over de diode

$$J = J_s e^{\frac{qV}{n k T}} \quad (4.5)$$

met J_s de saturatiestroomdichtheid en n de idealiteitsfactor van de diode. De resistiviteit van de laag boven de actieve laag is ρ en de dikte d_{cl} . De geïnjecteerde stroomdichtheidsdistributie, die in de vorige simulaties beschouwd werd als constant onder de rib en 0 buiten de rib, wordt dan :

$$J(x) = J_0 \quad \text{voor} \quad |x| < \frac{W}{2} \quad (4.6)$$

$$J(x) = \frac{J_0}{\left(1 + \frac{|x| - \frac{W}{2}}{l_0}\right)^2} \quad \text{voor} \quad |x| > \frac{W}{2} \quad (4.7)$$

$$\text{met} \quad l_0 = \sqrt{\frac{2nkT d_{cl}}{q\rho J_0}} \quad \text{en } W \text{ de ribbreedte} \quad (4.8)$$

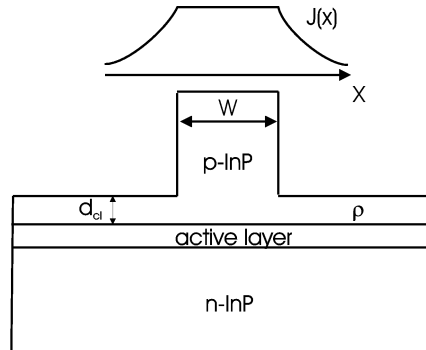
Een schets van een ribgolfgeleider en de corresponderende stroomdichtheidsdistributie is weergegeven in figuur 4.9. J_0 wordt bepaald door de effectieve stroomdichtheid J_{eff} die wordt toegevoerd via het contact. De relatie tussen deze beide stroomdichtheden wordt, door gebruik te maken van de stroomcontinuïteit

$$J_{eff} = \frac{1}{W} \int J(x) dx \quad (4.9)$$

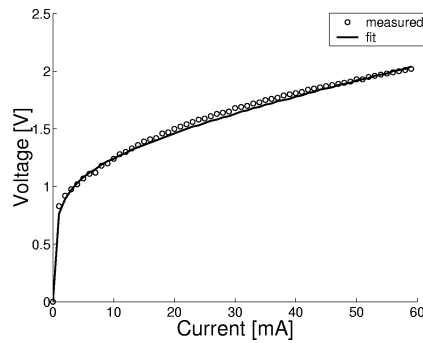
$$J_0 = J_{eff} + \frac{A^2}{2} \left(1 - \sqrt{1 + 4 \frac{J_{eff}}{A^2}}\right) \quad \text{met} \quad A = \sqrt{\frac{8nkT d_{cl}}{\rho q W^2}} \quad (4.10)$$

Een waarde voor de verhouding nkT/q werd geëxtraheerd via een fit met een experimenteel opgemeten IV-curve die is weergegeven in figuur 4.10. De waarde voor nkT/q komt overeen met 0.17 V (of $n=6.8$). De hieropvolgende simulaties werden uitgevoerd met deze waarde. Verder werd het verband tussen de winst en de elektronenconcentratie logaritmisch verondersteld.

$$G(N) = G_{0m} \ln \left(\frac{AN + BN^2 + CN^3}{AN_0 + BN_0^2 + CN_0^3} \right) \quad (4.11)$$



Figuur 4.9: Stroomspreiding in de SCH-laag boven de actieve laag



Figuur 4.10: Opgemeten IV-curve

De modale winst werd berekend door de mode van de ongestoorde, passieve, golfgeleider te laten propageren door de actieve golfgeleider met het BPM-programma dat uiteengezet werd in hoofdstuk 2. Uit de evolutie van de versterking van deze mode kan dan de modale winst van de echte golfgeleidermode afgeleid worden. De parameterwaarden die gebruikt werden bij deze simulaties zijn opgesomd in tabel 4.6. De invloed van de resistiviteit van de SCH-laag op de modale winst voor een golfgeleider van $2 \mu\text{m}$ werd gesimuleerd en is weergegeven in figuur 4.11 (a). De waarden 0.48, 4.5 en $42 \Omega\text{cm}$ corresponderen met de resistiviteit voor p-type gedopeerd InP bij verschillende doperingsniveaus van 10^{15} , 10^{16} en 10^{17}cm^{-3} [19]. De invloed van spreiding boven de actieve laag wordt dus significant als de resistiviteit van de orde $0.48 \Omega\text{cm}$ wordt. Bij deze laagste waarde van de resistiviteit werd de invloed van de breedte op de modale winst onderzocht. Simulaties hiervan zijn weergegeven in figuur 4.11 (b). Aan deze simulatieresultaten werd een logaritmisch verband tussen de stroomdichtheid en de winst afgeleid. De waarden zijn samengevat in tabel 4.7. De waarde voor G_0 wijkt dus sterk af van de G_{0m} die de materiaalwinst bepaalt, na vermenigvuldiging met de verticale op-

Parameter	Symbool	Waarde
Effectieve index van de rib	n_r	3.27
Effectieve index van de cladding	n_c	3.2158
G_{0m}		600 cm^{-1}
Dikte actieve laag	d	64 nm
Opsluitingsfactor	Γ	0.14
Elektronenconcentratie bij transparantie	N_0	10^{18} cm^{-3}
Unimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	A	$1.67 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Bimoleculaire recombinatie coëfficiënt	B	$10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Auger recombinatiecoëfficiënt	C	$6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
Anti-geleidingsfactor	β	$-1.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$
Effectieve diffusiecoëfficiënt	D_{eff}	$10 \text{ cm}^2/\text{s}$

Tabel 4.6: Parameterlijst

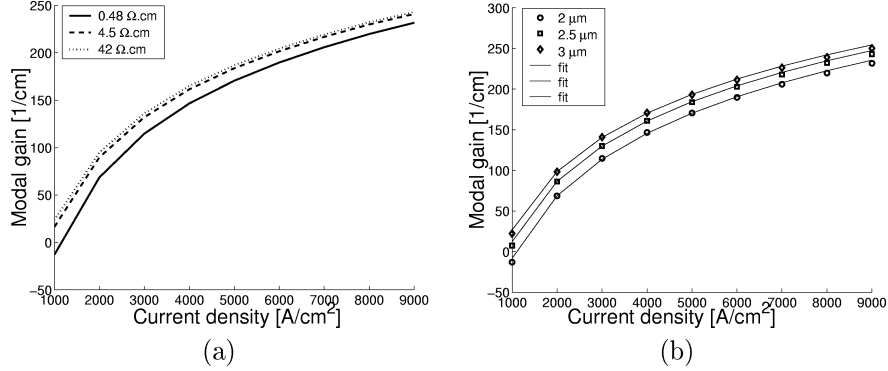
	2 μm	2.5 μm	3 μm
G_0 (1/cm)	111	107	103.6
J_0 (A/cm ²)	1077	891	772.4

Tabel 4.7: Gesimuleerde waarden die het logaritmisch verband aangeven tussen de winst en de stroomdichtheid

sluitingsfactor (zijnde $0.14 \cdot 600/\text{cm} = 84/\text{cm}$). Dit impliceert dat de mode-overlap sterk toeneemt als functie van de stroomdichtheid. Dit is het gevolg van de afgenomen stroomspreiding in de SCH-laag voor toenemende stroomdichtheid enerzijds en een verkorting van de levensduur van de ladingsdragers die zorgt voor een kortere diffusie-afstand in de actieve laag anderzijds. Het feit dat de waarde voor G_0 lichtjes toeneemt bij afnemende breedte illustreert dit. Verder neemt de waarde voor J_0 ook sterk toe bij afnemende breedte, hoewel minder snel dan experimenteel opgemeten. In de literatuur is dit effect echter ook minder significant. In het artikel [20] blijft de drempelstroom lineair afnemen met de breedte tot bij een breedte van 1.5 μm . Andere resultaten, die behaald werden binnen de vakgroep, illustreren ook een minder snelle stijging van de drempelstroom met de breedte [13].

Diep geëtste lasers

Ook uit de meetresultaten op diep geëtste lasers blijkt een stijgende trend van de drempelstroomdichtheid bij afnemende ribbreedte. Daarom werd de invloed van oppervlakterecombinatie aan de randen van de actieve laag op de modale winst gesimuleerd. Simulaties waarin verondersteld wordt dat de oppervlaktere-combinatiesnelheid gelijk is aan 10^5 cm/s corresponderen goed met de metingen, wat de drempelstroomdichtheden betreft. Bij deze simulaties werd expliciet de IVBA in rekening gebracht. IVBA wordt meestal verondersteld het dominante



Figuur 4.11: (a) Modale winst als functie van de stroomdichtheid voor verschillende waarden van de resistiviteit van de SCH-laag en een vaste breedte van $2 \mu\text{m}$ (b) Modale winst als functie van de stroomdichtheid voor een resistiviteit van $0.48 \Omega.\text{cm}$ en verschillende ribbreedte

	$2 \mu\text{m}$	$2.5 \mu\text{m}$	$3 \mu\text{m}$	$5 \mu\text{m}$	$7 \mu\text{m}$	$9 \mu\text{m}$
G_0	105	102.7	99.8	92.2	88.6	86.6
J_0	1039	840.3	714	490.12	415	414.8

Tabel 4.8: Waarden voor G_0 en J_0 op basis van simulaties bij een oppervlaktere-combinatiesnelheid van 10^5 cm/s

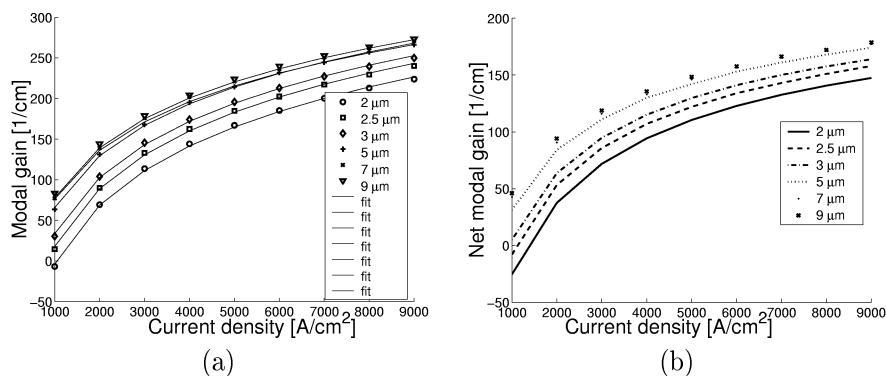
absorptiemechanisme te zijn in $1.55 \mu\text{m}$ lasers. In [11] werd volgend verband vooropgesteld tussen de verliesfactor en de lokale ladingsdragersdichtheden in een 1 % ‘compressively strained’ InGaAsP actieve laag met bandgapgolfengte $1.55 \mu\text{m}$ (samenstelling: $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.79}\text{P}_{0.21}$):

$$\alpha_{IVBA} = k_p * p + k_n * n \quad (4.12)$$

met $k_p = 150 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, $k_n = 10^{-18} \text{ cm}^2$ en n en p staan voor de elektronenconcentratie en de gatenconcentratie. In volgende simulaties werd ook dit verband gebruikt.

De figuren 4.12 (a) en (b) geven de modale winst weer met en zonder de verliezen door IVBA. Aan de simulatieresultaten die de modale winst bepalen zonder IVBA werd opnieuw een logaritmisch verband gefit. Deze resultaten zijn samengevat in tabel 4.8 voor verschillende laserbreedtes. De gesimuleerde drempelstroomdichtheid is weergegeven in figuur 4.13 (a) en toont een heel gelijklopende trend met de meetresultaten 4.13 (b).

Uitgaande van deze simulatieresultaten werd gecheckt in welke mate de lengteafhankelijke verliesfactor een impact heeft op de geëxtraheerde waarden voor interne efficiëntie en het propagatieverlies. In tabel 4.9 is de verliesfactor weergegeven als functie van de lengte bij drempelstroom voor de lasers met breedte $2.5 \mu\text{m}$



Figuur 4.12: (a) Modale winst als functie van de stroomdichtheid en de breedte bij een oppervlakterecombinatie van $10^5 \text{ cm}^2/\text{s}$ (b) Netto modale winst rekening houdend met de verliezen als gevolg van IVBA

	$300 \mu\text{m}$	$500 \mu\text{m}$	$700 \mu\text{m}$	$900 \mu\text{m}$
$2.5 \mu\text{m}$	32.8	29	27.3	26.5
$9 \mu\text{m}$	33.5	29.6	28.1	27.4

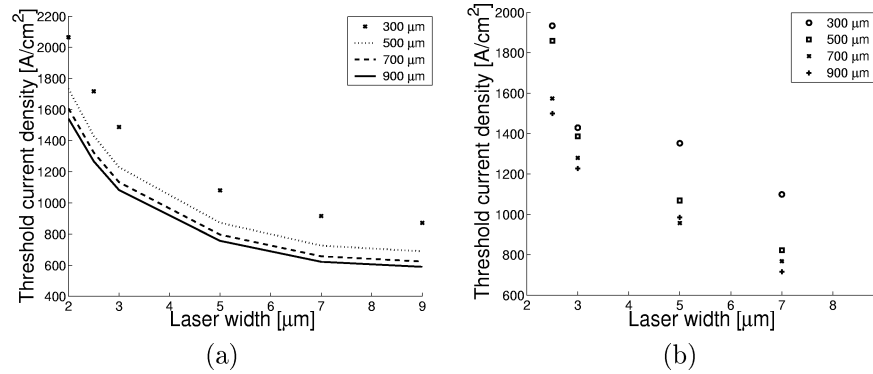
Tabel 4.9: Gesimuleerde waarden voor de verliesfactor (in cm^{-1}) door IVBA bij drempel

en $9 \mu\text{m}$. Figuur 4.14 (a) toont het omgekeerde van de differentiële efficiëntie als functie van de lengte voor een laser met breedte $2.5 \mu\text{m}$ als een interne efficiëntie van 50 % wordt ondersteld, onafhankelijk van de lengte. De resulterende waarden voor interne efficiëntie en propagatieverlies zijn samengevat in tabel 4.10. Hieruit blijkt duidelijk dat de verliezen zwaar onderschat worden en dat de onderschatting lichtjes toeneemt bij afnemende breedte. Verder wordt ook de interne efficiëntie onderschat. De onderschatting is onafhankelijk van de breedte. Ter illustratie zijn de experimentele waarden voor de differentiële winst als functie van de lengte weergegeven in figuur 4.14 (b) voor de lasers met breedte $2.5 \mu\text{m}$.

Al deze effecten verklaren slechts deels de meetresultaten. De discrepantie tussen simulatie- en meetresultaten kan verder toegeschreven worden aan breedteafhankelijke interne efficiënties. Dit effect kan te wijten zijn aan een combinatie

	η_i	α [$1/\text{cm}$]
$2.5 \mu\text{m}$	40.4 %	18.9
$9 \mu\text{m}$	40.4 %	19.8

Tabel 4.10: Geëxtraheerde waarden voor de interne efficiëntie en propagatieverliezen uitgaande van de simulatieresultaten



Figuur 4.13: (a) Gesimuleerde drempelstroomdichtheid (b) Opgemeten drempelstroomdichtheid

van oppervlakterecombinatie en de asymmetrische vulling van de QWs. Deze verliesstroom moet dus toenemen als functie van de toegevoerde stroom boven drempel om een effect te hebben op de uiteindelijke interne efficiëntie. Bij de ondiep geëtste lasers en bij de brede diep geëtste lasers domineert het effect van stijgende niet-stralende Augerrecombinatie op de interne efficiëntie als gevolg van een toenemende niet-homogene vulling van de QWs boven drempel. Bij de smalle diep geëtste lasers kan oppervlakterecombinatie het dominante recombinatiemechanisme worden.

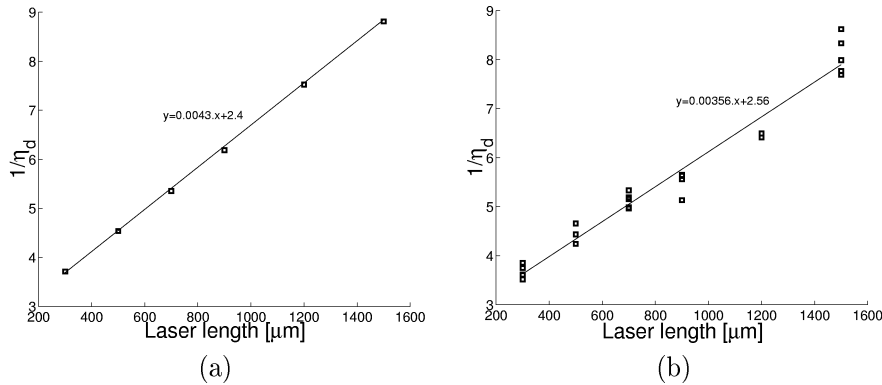
De oppervlakterecombinatie is dus van de orde 10^5 cm/s. Dit is een hoge waarde in het InGaAsP/InP materiaalsysteem en is waarschijnlijk het gevolg van zware schade aan de randen van de ribgolfsgeleiders door RIE-etsing. Een additionele korte natte etsstap zou de oppervlakterecombinatie moeten verlagen.

4.4 Ontwerp van een actieve ribgolfsgeleider

4.4.1 Ontwerpoverwegingen

In deze sectie wordt nagegaan of de verschillende (tegenstrijdige) eisen van monomodaliteit, hoge injectie-efficiëntie en voldoende lateraal contrast voor een ondiep geëtste actieve ribgolfsgeleider (dus geen etsing door de actieve laag) te verenigen zijn in één ontwerp. Bij de simulaties werd er uitgegaan van de ontworpen lagenstructuur.

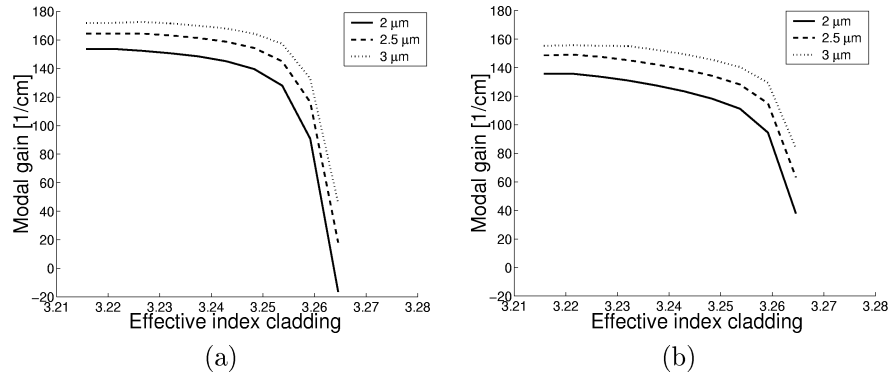
Bij het ontwerp van een actieve ribgolfsgeleider moet er rekening gehouden worden met verschillende aspecten die een impact hebben op de modale winst. De modale winst wordt bepaald door de overlap tussen het veldprofiel en de ladingsdragersdistributie in de actieve laag. Het veldprofiel wordt voornamelijk bepaald door het lateraal brekingsindexcontrast. Aangezien de niet-uniforme verdeling van de ladingsdragers gesitueerd is aan de randen van de rib en dus min of meer onafhankelijk is van de ribbreedte, zal de niet-uniformiteit toenemen bij afnemende



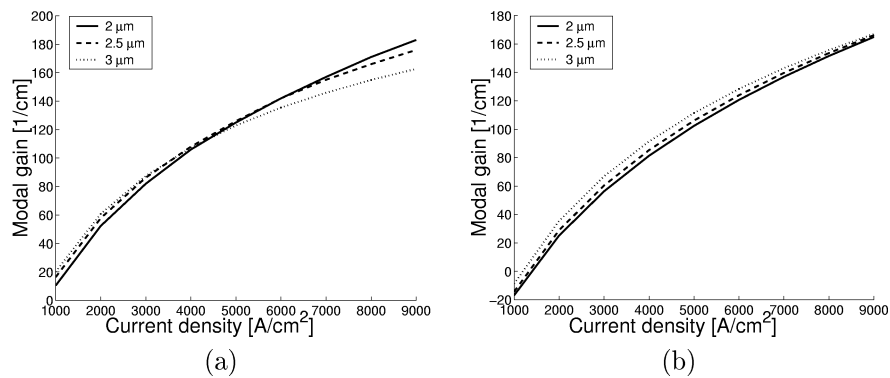
Figuur 4.14: (a) Gesimuleerde waarden voor de differentiële efficiëntie versus lengte voor een laserbreedte van $2.5 \mu\text{m}$ (b) Experimentele waarden voor de differentiële efficiëntie versus lengte voor een laserbreedte van $2.5 \mu\text{m}$

breedte. Bij de volgende simulaties werd een lineair verband verondersteld tussen de elektronenconcentratie en de winst met een differentiële winst van $4.8 \cdot 10^{-16} \text{cm}^2$. De andere parameters behouden de waarden opgegeven in tabel 4.6. De invloed van de breedte en etsdiepte op de modale winst van een ondiep geëtste golfgeleider, werd berekend bij een vaste stroomdichtheid van 6000A/cm^2 . De effectieve index van de ontworpen lagenstructuur onder de rib bedraagt 3.27. De minimale effectieve index (3.2158) van de cladding correspondeert met de lagenstructuur waarbij geëttst wordt tot juist boven de eerste SCH-laag. Figuur 4.15 (a) geeft de simulatie-resultaten weer bij verwaarloosbare stroomspreiding boven de actieve laag. Figuur 4.15 (b) toont de resultaten als de resistiviteit van de toplaag wordt gelijkgesteld aan $0.48 \Omega \cdot \text{cm}$. Als de stroomspreiding in de toplaag in rekening gebracht wordt, ligt de winst lager. Dit is het gevolg van het feit dat de ladingsdragersdistributie breder wordt dan de fundamentele mode. De modale winst neemt initieel sneller af aangezien een toenemende effectieve claddingindex een dikkere toplaag impliceert, die resulteert in meer spreiding. Als echter de effectieve index van de claddinglaag verder toeneemt, spreidt de mode uit en zal de winst minder snel afnemen als de stroomspreiding voldoende groot is. Verder blijkt ook uit de simulaties dat de modale winst heel abrupt afneemt vanaf een kritisch lateraal brekingsindexcontrast van ongeveer 0.01 is bereikt, en dit onafhankelijk van de ribbreedte. Dit is het gevolg van het anti-geleidingseffect dat een minimaal ingebouwd brekingsindexcontrast van de golfgeleider oplegt om uit het winst-geleide regime te blijven [21].

Een extra eis van monomodaliteit van de golfgeleiders, leidt tot een bovengrens in lateraal contrast. Deze bovengrens neemt af bij toenemende breedte. Voor een golfgeleider van respectievelijk 2, 2.5 en $3 \mu\text{m}$ ligt de grens voor de effectieve index van de cladding op 3.246, 3.255 en 3.259. De modale winst als functie van de stroomdichtheid voor de monomodale golfgeleiders met verschillende breedte zijn weergegeven in figuur 4.16 (a) en (b) respectievelijk zonder en met stroomspreiding



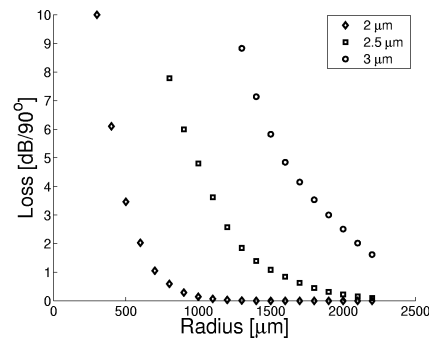
Figuur 4.15: (a) Modale winst als functie van de effectieve index van de cladding rekening houdend met laterale diffusie in de actieve laag (effectieve index van de rib=3.27) (b) Modale winst als functie van de effectieve index van de cladding rekening houdend met laterale diffusie in de actieve laag en stroomspreiding in de toplaag ($\rho=0.48 \Omega \cdot \text{cm}$ en effectieve index van de rib=3.27)



Figuur 4.16: (a) Winst als functie van de stroomdichtheid voor de monomodale golfgeleiders met verschillende breedte rekening houdend met laterale diffusie in de actieve laag (b) Winst als functie van de stroomdichtheid voor de monomodale golfgeleiders met verschillende breedte rekening houdend met laterale diffusie in de actieve laag en stroomspreiding in de toplaag ($\rho=0.48 \Omega \cdot \text{cm}$)

in de toplaag. Hieruit blijkt dat in beide gevallen de verschillen heel klein zijn. Blijkbaar is het spel van de modebreedte en de ladingsdragersdistributie als functie van alle veranderende parameters zo dat ze elkaar neutraliseren. Zo heeft de smalle golfgeleider een hoger contrast dus een smallere mode en daarmee gaat een smallere ladingsdragersdistributie gepaard door de dunnere toplaag. Bij de brede golfgeleider ontstaat er een brede mode door het lage contrast maar dit zorgt ook voor een dikkere toplaag, dus meer stroomspreiding. Als de stroomspreiding

verwaarloosbaar is dan neemt de winst bij de brede golfgeleider minder snel toe bij hoge injectie. Dit is het gevolg van het anti-geleidingseffect. Indien het echter ook gewenst is om actieve bochten te maken dan ontstaan er problemen bij de brede golfgeleider door zijn lage contrast bij monomodaliteit. De bochtverliezen als functie van de bochtstraal voor de monomodale golfgeleiders bij verschillende breedte zijn weergegeven in figuur 4.17. Als een maximaal verlies van 3 dB per 90° -bocht wordt getolereerd, correspondeert dat met bochtstralen van 500, 1100 en 1900 μm voor respectievelijk 2, 2.5 en 3 μm . Dit pleit dus voor smalle golfgeleiders.



Figuur 4.17: Stralingsverliezen als functie van de bochtstraal voor de monomodale golfgeleiders bij verschillende breedte

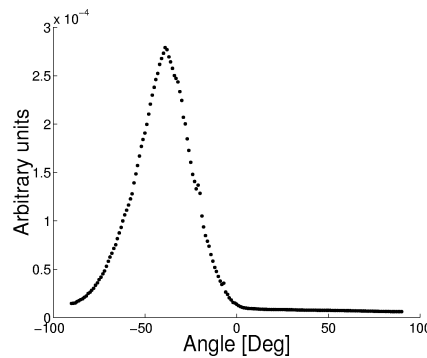
4.4.2 Besluit

Uit de simulatieresultaten blijkt dat, indien een actieve golfgeleider monomodaal moet zijn en de mogelijkheid moet bezitten om relatief korte bochten te maken, een smalle golfgeleider te verkiezen is. Deze laat monomodaliteit toe bij een relatief groot lateraal contrast, wat kortere bochten mogelijk maakt. Verder is de invloed van stroomspreiding in de toplaag en laterale diffusie van de ladingsdragers in de actieve laag op de winst nagenoeg onafhankelijk van de breedte bij monomodaliteit.

4.5 Reductie van de facetreflectiviteit

Om ongewenste reflecties aan de facetten te vermijden werden de golfgeleiders naar de facetten toe getilt onder een hoek van 10 graden [22]. Dit zorgt ervoor dat het gereflecteerde licht minder efficiënt terugkoppelt in de geleide mode van de golfgeleider. Door deze tilt breekt het licht dat de chip verlaat onder een grote hoek. Op basis van de wet van Snellius waarbij de brekingsindex van het golfgeleidermateriaal benaderd wordt door de effectieve index van de fundamentele mode, 3.263, wordt een breking onder een hoek van 34.5° verwacht. De werkelijke hoek werd opgemeten via een verre veld meting voor een golfgeleider met breedte 3 μm . Het resultaat is weergegeven in figuur 4.18. De bundel breekt dus onder een

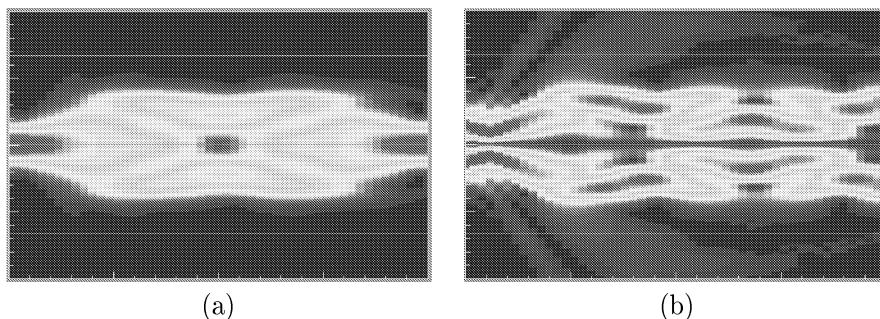
hoek van 36° graden. Daarom werden de chips onder een hoek van 36° gemonteerd op een submount om zo optimaal het licht te kunnen in- en uitkoppelen tussen een gelensde vezel en de chip. De breedte op halve hoogte is van de orde 35° graden. De lens heeft een straal van $9 \mu\text{m}$ en het verre veld van de gelensde vezel heeft een $1/e^2$ breedte van 34° . De koppelverliezen bedragen ongeveer 8 dB, waarvan 5 dB koppelverlies van het uitgangsveld naar de vezel en een geschatte 3 dB verloren gaat door reflectie aan het facet. Uiteindelijk bleek de tilt van de golfgeleiders naar



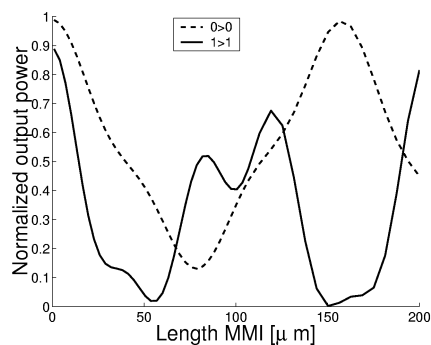
Figuur 4.18: Verre veld van een SOA, getilt over 10°

het facet toe onvoldoende om de reflecties te onderdrukken en dus geen storende rimpel meer te hebben in het spontane emissiespectrum. Dit is het gevolg van de aanwezigheid van hogere orde geleide modi. Een tilt van de golfgeleider aan het facet leidt tot een sterke afname van de koppeling van de fundamentele mode terug naar de fundamentele mode na reflectie. De eerste orde mode koppelt echter nog vrij efficiënt terug naar de eerste orde mode bij een grote tilt van de golfgeleider [13]. Als echter de winst van de eerste orde mode significant lager ligt dan die van de fundamentele mode kan, door gebruik te maken van een Anti-Reflectie (AR) coating de invloed vrij goed onderdrukt worden [23]. Om het winstverschil tussen de geleide modi te vergroten, werd gebruik gemaakt van een modefilter. Dit is een gewone 1×1 MMI, die alle vermogen van de fundamentele mode in de ingangsgolfgeleider koppelt naar de fundamentele mode in de uitgangsgolfgeleider (zie figuur 4.19 (a)). Koppeling van de eerste orde mode naar de eerste orde mode in de uitgangsgolfgeleider gaat gepaard met grote verliezen zoals duidelijk wordt in figuur 4.19 (b). Figuur 4.20 toont simulatieresultaten voor een MMI met breedte $8 \mu\text{m}$ en toegangsgolfgeleiders van $3 \mu\text{m}$ breed. De eerste orde mode is meer dan 10 dB onderdrukt ten opzichte van de fundamentele mode over een lengtevariatie van $30 \mu\text{m}$ van de MMI wat correspondeert met een tolerantie van $0.36 \mu\text{m}$ op de breedte.

Er werd een enkellagige anti-reflectie (AR)-coating aangebracht om de reflectiviteit verder te reduceren. Daarenboven reduceert dit ook het ± 3 dB koppelverlies naar de gelensde vezel als gevolg van reflecties aan het facet. De gewenste dikte en brekingsindex voor een optimale AR-coating werd gesimuleerd met CAMFR



Figuur 4.19: (a) Propagatie van 0^{de} orde mode door modefilter (b) Propagatie van 1^{ste} orde mode door modefilter



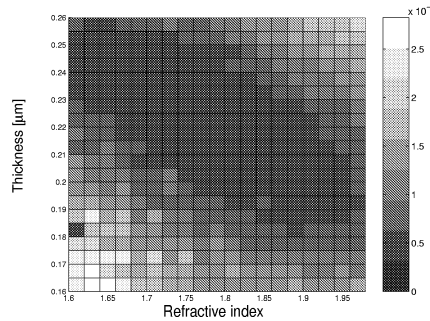
Figuur 4.20: Werking modefilter als functie van de lengte

[24]. Het resultaat is gegeven in figuur 4.21. Kwalitatief komt dit resultaat overeen met resultaten die behaald werden met andere modellen [25][26]. De exacte waarde voor de vermogenreflectie, berekend met CAMFR, ligt echter iets lager. Rekening houdend met de brekingsindices van het beschikbare materiaal, bestaat de AR-coating uit Al_2O_3 ($n=1.74$) met een dikte van 225 nm.

De spectra van spontane emissie uit de SOA, met een totale lengte van 600 μm een golfgeleiderbreedte van 3 μm en een MMI-lengte van 170 μm , vòòr en na depositie van de AR-coating zijn weergegeven in figuur 4.22. Uit de verhouding tussen de pieken en dalen kan de reflectiecoëfficiënt (R) bepaald worden als de winst gekend is. Uitgaande van de geëxtraheerde waarden voor de relatie tussen de winst en de stroomdichtheid in sectie 4.3, werd een schatting gemaakt van de winst (G) in de versterker. Eens dit gekend, kan de reflectie berekend worden aan de hand van volgende formule

$$R_{impel}[dB] = 20 \log \left(\frac{1 + RG}{1 - RG} \right) \quad (4.13)$$

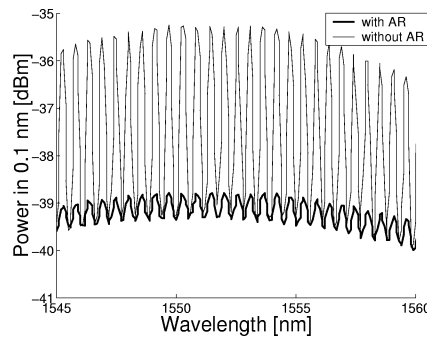
De berekende vermogenrefectiecoëfficiënten worden dan



Figuur 4.21: Vermogenreflectie van fundamentele mode naar fundamentele mode als functie van de dikte en de brekingsindex van de AR laag

$$R_{zonderAR}=0.006$$

$$R_{metAR}=0.00076$$

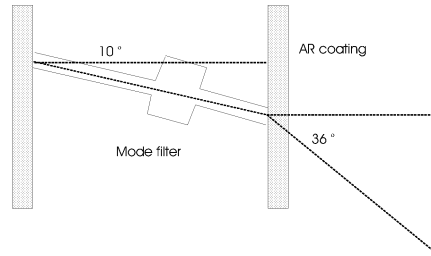


Figuur 4.22: Spontane emissie spectrum vòr en na depositie van de AR laag

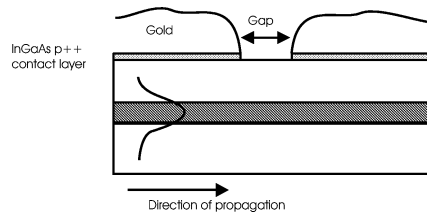
De combinatie van een getilt facet, een modefilter en een AR-coating werd gebruikt voor alle gefabriceerde componenten (zie figuur 4.23).

4.6 Isolatie tussen elektroden

Aangezien de componenten zullen uitgevoerd worden in een volledig actieve layout, zijn verschillende elektroden vereist zodat de stroom door elke sectie apart kan geregeld worden. Om deze elektrodes elektrisch te isoleren van elkaar werd er een ruimte voorzien waar geen metaal gedeponerd is. Daarenboven werd op deze niet bedekte delen, de goed geleidende contacteerlaag (InGaAs p+++) selectief weggeëtst. Figuur 4.24 toont schematisch de overgang tussen 2 elektroden. Figuur 4.25 (a) toont de IV-curve voor een spatiëring van $10 \mu\text{m}$. Initieel vertoont de curve een diode karakteristiek als gevolg van de metaal-halfgeleidercontacten maar gaat



Figuur 4.23: Schema van elementen, aangewend voor de minimalisatie van reflectie aan de facetten

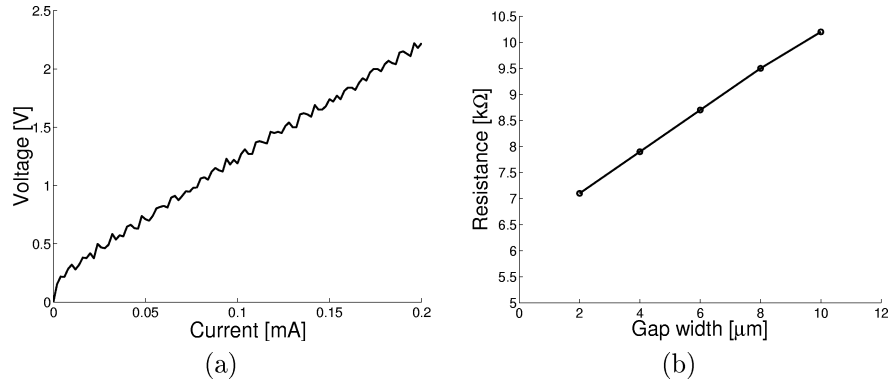


Figuur 4.24: Isolatie tussen 2 elektroden

snel over naar een lineair verband tussen de spanning en de stroom. De weerstand neemt lineair toe met de spatiëring (zie figuur 4.25 (b)). Voor een spatiëring van $10\ \mu\text{m}$ verkrijgt men een weerstand van $10\ \text{k}\Omega$. Aangezien de spanningsverschillen tussen twee elektroden beperkt blijven tot minder dan $1\ \text{V}$ resulteert dat in een maximale lekstroom van de ene naar de andere elektrode van $0.1\ \text{mA}$. Stromen van deze grootte-orde hebben geen invloed op de werking van de componenten die later zullen besproken worden. Daarom werd de spatiëring vastgesteld op $10\ \mu\text{m}$.

4.7 Besluit

Dit hoofdstuk behandelde het ontwerp van verschillende bouwblokken met het oog op de ontwikkeling van SOA-gebaseerde structuren met een sterk niet-lineaire functie. Er werd een lagenstructuur ontworpen die werd geoptimaliseerd naar een minimaal saturatievermogen met als randvoorwaarde de beperking van de asymmetrische vulling van de QWs. Vervolgens werd de lagenstructuur gekarakteriseerd aan de hand van metingen op lasers met verschillende lengte en breedte. Zowel diep als ondiep geëtste lasers werden gefabriceerd. De drempelstroomdichtheid ligt heel laag (bvb. $600\ \text{A}/\text{cm}^2$ voor een laser met breedte $9\ \mu\text{m}$ en lengte $900\ \mu\text{m}$). Uit de meetresultaten blijkt echter dat de interne efficiëntie vrij laag ligt. Dit is waarschijnlijk het gevolg van een toenemende asymmetrie in de vulling van de QWs boven drempel. Ook werd er een sterke stijging waargenomen van de drempelstroomdichtheid bij afnemende ribbreedte, vooral bij de ondiep geëtste



Figuur 4.25: (a) IV curve voor een spatiering van $10 \mu\text{m}$ (b) Weerstand als functie van de spatiering

lasers. Simulaties die zowel de stroomspreiding boven de actieve laag als de laterale diffusie van ladingsdragers in de actieve laag in rekening brengen kunnen dit gedrag slechts deels verklaren. De meetresultaten op diep geëtste lasers corresponderen heel goed met simulaties indien een oppervlakterecombinatiesnelheid van 10^5 cm/s wordt verondersteld aan de rand van de actieve laag en een ladingsdragersafhankelijke verliesfactor als gevolg van IVBA. In een volgende sectie 4.4 werd het ontwerp van een ondiep geëtste, monomodale, actieve ribgolfsgeleider bestudeerd. Hieruit blijkt dat het winstgedrag nagenoeg onafhankelijk is van de breedte van de ribgolfsgeleider bij monomodaliteit.

Voor de minimalisatie van de facetreflectiviteit werden de golfgeleiders getilt onder een hoek van 10° naar het facet, werd een modefilter gebruikt voor de onderdrukking van de eerste orde en werd het facet van een enkellagige anti-reflectiecoating voorzien. Deze aspecten werden besproken in sectie 4.5. Sectie 4.6 gaf meetresultaten van de isolatie tussen 2 elektroden op 1 chip als functie van de onderlinge afstand. Voor een afstand van $10 \mu\text{m}$ bedraagt de weerstand $10 \text{ k}\Omega$ wat ruim voldoende is voor de beoogde toepassingen.

Bibliografie

- [1] T. Tanbun-Ek, N.A. Olsson, R.A. Logan, K.W. Wecht and A.M. Sergent, "Measurements of the polarization dependence of the gain of strained multiple quantum well InGaAs-InP lasers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 3, pp. 103-105, 1991
- [2] <http://www-ocs.colorado.edu/SimWindows/simwin.html>
- [3] <http://www.photond.com/>
- [4] B. Dagens, et.al., "Design optimization of all-active Mach-Zehnder wavelength converters", *Photonics Technology Letters*, Vol. 11, pp. 424-426, 1999
- [5] C.H. Lin, C.L. Chua, Z.H. Zhu and Y.H. Lo, "On nonuniform pumping for multiple-quantum well semiconductor lasers", *Applied Physics Letters* Vol. 65(19), pp 2383-2385, 1994
- [6] M.J. Hamp, D.T. Cassidy, B.J. Robinson, Q.C. Zhao and D.A. Thompson, "Effect of barrier thickness on the carrier distribution in asymmetric multiple- quantum well InGaAsP lasers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp.134-136, 2000
- [7] M.J. Hamp, , B.J. Robinson, Q.C. Zhao, D.A. Thompson and M. Davies, "Effect of barrier height on the uneven carrier distribution in asymmetric multiple-quantum well InGaAsP lasers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 10, pp. 1380-1382, 1998
- [8] R.F. Kazarinov and M.R. Pinto, "Carrier transport in laser heterostructures", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 30, pp.49-53, 1994
- [9] G.H.B. Thompson, "Physics of semiconductor devices", Wiley & Sons, Ltd., 1980
- [10] T.A. DeTemple and C.M. Herzinger, "On the semiconductor logarithmic gain-current density relation", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 29, pp. 1246-1252, 1993
- [11] J. Piprek, P. Abraham and J.E. Bowers, "Cavity length effects on internal loss and quantum efficiency of multi-quantum-well lasers", *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 5, pp.643-647, 1999
- [12] J.S. Osinski, Y. Zou, P. Grodzinski, A. Mathur and P.D. Dapkus, "Low-threshold-current-density 1.5 μm lasers using compressively strained InGaAsP Quantum Wells", *Photonics Technology Letters*, Vol. 4, pp. 10-13, 1992
- [13] D. Van Thourhout, "Multiwavelength lasers for WDM-networks Theory, design and realisation by hybrid integration", Ph.D. thesis, Ghent University, 2000

-
- [14] B.W. Hakki, T.L. Paoli, "Gain spectra in GaAs Double-Heterostructure injection lasers", *Journal of Applied Physics* Vol. 46 (3), pp. 1299-1306 1975
- [15] I. Joindot, J.L. Beylat, "Intervalence band absorption coefficient measurements in bulk layer, strained and unstrained multiquantum well 1.55 μm semiconductor lasers", *Electronics Letters*, Vol. 29, 1993, pp. 604-606, 1993
- [16] J. Taylor and V. Tolstikhin, "Intervalence band absorption in InP and related materials for optoelectronic device modeling", *Journal of Applied Physics*, Vol. 87, pp. 1054-1059, 2000
- [17] J. Piprek, P. Abraham, J.E. Bowers, "Carrier nonuniformity effects on the internal efficiency of multiquantum-well lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 74, pp. 489-491, 1999
- [18] R. Papannareddy, W.E. Ferguson, J.K. Butler, "Four models of lateral current spreading in double-heterostructure stripe-geometry lasers", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, pp. 60-65, 1988
- [19] "Properties of Indium Phosphide", published by INSPEC, ISBN 0 85296 491 9, 1991
- [20] G.J. Letal, J.G. Simmons, J.D. Evans and G.P. Li, "Determination of active-region leakage currents in ridge-waveguide strained-layer quantum-well lasers by varying the ridge width", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 34, pp. 512-518, 1998
- [21] G. P. Agrawal, "Lateral analysis of quasi-index-guided injection lasers: transition from gain to index guiding", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 2, pp. 537-543, 1984
- [22] W. Rideout, R. Holmstrom, J. Lacourse, E. Meland, W. Powazinik, "Ultra-low reflectivity semiconductor optical amplifiers without antireflection coatings", *Electronics Letters*, Vol. 26, pp 36-38, 1990
- [23] Z. Wang, B. Mikkelsen and K.E. Stubkjaer, "Influence of higher order modes on angled-facet amplifiers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 3, pp. 366-368, 1991
- [24] P. Bienstman, R. Baets, "Optical modelling of photonic crystals and VCSELs using eigenmode expansion and perfectly matched layers Format", *Optical and quantum electronics* Vol. 33 p.327-341, 2001 Beschikbaar op: <http://camfr.sourceforge.net/>
- [25] Z. Wang, B. Mikkelsen, K.E. Stubkjaer and D.S. Olesen, "Single-layer coating for angled facet amplifier", *Electronics Letters*, Vol. 25, pp. 1139-1141, 1989
- [26] P. Sewell, M. Reed, T.M. Benson and P.C. Kendall, "Full vector analysis of two-dimensional angled and coated optical waveguide facets", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, pp. 2311-2318, 1997

Hoofdstuk 5

Optische regeneratie op basis van een asymmetrische SOA-gebaseerde MZI en een MI met een 1X1 MMI-SOA in één van de armen

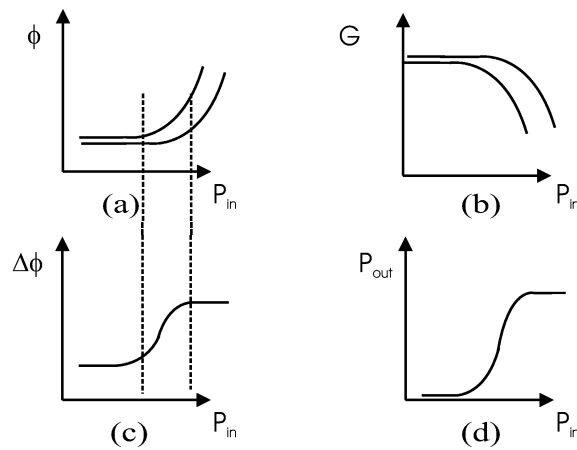
5.1 Inleiding

Er werden reeds enkele 2R-regeneratoren, werkend als een doorgangsschema, voorgesteld die gebruik maken van SOA-gebaseerde interferometers. Een eerste type is gebaseerd op GCSOAs in beide armen. Deze configuratie vertoont een nagenoeg ideale stapvormige transferfunctie [1]. De maximale snelheid van die component wordt echter beperkt door relaxatie-oscillaties van de GCSOA bij het in en uit saturatie treden. Verder ligt een geïntegreerde versie van dit type niet voor de hand aangezien dit actief-passiefintegratie vereist. Een tweede type maakt gebruik van 2 identieke SOAs. Deze component laat een werking toe bij hoge snelheden maar heeft slechts een heel zwakke niet-lineaire werking als gevolg van het beperkte verschil in niet-lineair gedrag tussen beide armen [2]. In dit hoofdstuk wordt een nieuw type 2R-regenerator voorgesteld die de pluspunten van beide aangehaalde componenten combineert nl. een sterk niet-lineaire functie die is gebaseerd op het niet-lineaire gedrag van SOAs.

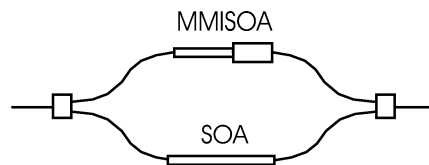
5.2 Principe

Bij interferentie tussen 2 bundels wordt het uitgangsvermogen bepaald door het vermogen van beide bundels en hun onderlinge faseverschil. Als dit faseverschil afhankelijk wordt van het vermogen in beide armen, is het mogelijk een sterk niet-lineaire transferfunctie te verkrijgen. De mate van niet-lineariteit wordt dus voornamelijk bepaald door de relatie tussen het faseverschil en het vermogen. Aan-

gezien voor een 2R-regenerator een steile overgang gewenst is van laag naar hoog uitgangsvermogen als functie van het ingangsvermogen, moet de niet-lineariteit van het faseverschil gemaximaliseerd worden. De niet-lineaire fasedraaiing als functie van het ingangsvermogen in een SOA gedraagt zich zoals weergegeven in figuur 5.1 (a). Vanaf het moment dat een SOA in saturatie treedt (zie figuur 5.1 (b)), neemt de fasedraaiing toe. Een snelle verandering van het faseverschil vereist in de andere arm een component die in saturatie treedt bij hogere vermogens. Op die manier wordt de absolute fasedraaiing in de ene arm optimaal benut (zie figuur 5.1 (c)). Bij saturatie van de SOA in de andere arm stopt de toename in het faseverschil. Dit effect moet wel bereikt kunnen worden zonder dat het vermogenverschil tussen beide armen te groot wordt. Deze vereiste werd ingelost door gebruik te maken van twee verschillende SOAs in beide armen.



Figuur 5.1: (a) Fasedraaiing in beide SOAs (b) Saturatiecurve van beide SOAs (c) Niet-lineair gedrag van het faseverschil (d) Regeneratiecurve



Figuur 5.2: Schema van SOA-gebaseerde MZI regenerator

Figuur 5.2 toont een schema van de regenerator. In de ene arm bevindt zich een monomodale SOA en in de andere arm een monomodale SOA, deels vervangen door een 1X1 MMI-SOA. Aangezien het licht zich uitspreidt over de gehele breedte van de MMI, neemt de vermogendichtheid af en vermindert de saturatie. Dit wordt duidelijk aan de hand van onderstaande afleiding. Lokaal geldt volgende relatie

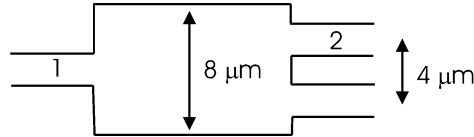
tussen het vermogen P en de aanwezige elektronenconcentratie N :

$$0 = \frac{J}{qd} - \frac{N}{\tau} - \frac{\Gamma g P}{\hbar \omega b d} \quad \text{met} \quad g = a(N - N_0) \quad (5.1)$$

met J de stroomdichtheid, q de elementaire lading, d de dikte van de actieve laag, τ de levensduur van de ladingsdragers, Γ de opsluitingsfactor, a de differentiële winst, N_0 de elektronenconcentratie bij transparantie, \hbar de gereduceerde Planckconstante, ω de angulaire frequentie en b de breedte van de SOA. Uit deze vergelijking volgt dan

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{P}{P_{sat}}} \quad \text{met} \quad P_{sat} = \frac{\hbar \omega b d}{\Gamma a \tau} \quad g_0 = a\left(\frac{J\tau}{qd} - N_0\right) \quad (5.2)$$

Bij eenzelfde stroomdichtheid is de elektronenconcentratie gelijk in beide SOAs en is de winst voor lage ingangsvermogens dus dezelfde. Bij toenemende vermogens neemt de winst af en valt terug tot op de helft van zijn ongesatureerde waarde als een vermogen gelijk aan P_{sat} bereikt wordt. Aangezien de MMI heel wat breder is, en P_{sat} evenredig is met de breedte, zal de saturatie zich dus inzetten bij hogere vermogens. In het vermogeninterval waar de ene arm al in saturatie is en de andere nog niet, verandert het faseverschil tussen beide armen drastisch. Als de stroom door beide SOAs nu zo is ingesteld dat in het lineaire regime beide bundels destructief interfereren, zal het uitgangsvermogen snel toenemen. Figuur 5.1 (d) toont de uiteindelijke regeneratiecurve. Wat de stroominstelling betreft is er voldoende ruimte om destructieve interferentie te bereiken zonder een al te verschillend vermogen tussen beide bundels te induceren. Een faseverandering van π stemt overeen met een verandering in versterking van $e^{\frac{2\pi}{\alpha}}$, met α de chirpparameter van het materiaal. Voor een waarde van de chirpparameter gelijk aan 9 komt dit overeen met een verandering van de versterking met ongeveer 3 dB. Voor een vermogenverschil van 3 dB tussen beide armen kan nog steeds een verschil bereikt worden van 15 dB tussen totale destructieve interferentie en constructieve interferentie. Er is dus geen nood aan een extra fasesectie. Aangezien de hoogste waarden voor de chirpparameter behaald worden aan de lange golflengtezijde van de winstcurve [3], is dit het ideale werkingsgebied. Verder kan men opmerken dat er reeds een faseverschil zal aanwezig zijn tussen beide armen bij eenzelfde winst door de verschillende golfgeleidergeometrie en dus verschillende modale propagatieconstanten. Het voordeel van een MMI ten opzichte van een gewone verbreding van de SOA-golfgeleider ligt in het feit dat beide armen een monomodaal gedrag moeten vertonen. De 1X1 MMI bezit een monomodaal gedrag tussen de in- en uitgang. Dit is niet meer het geval bij een gewone brede golfgeleider.

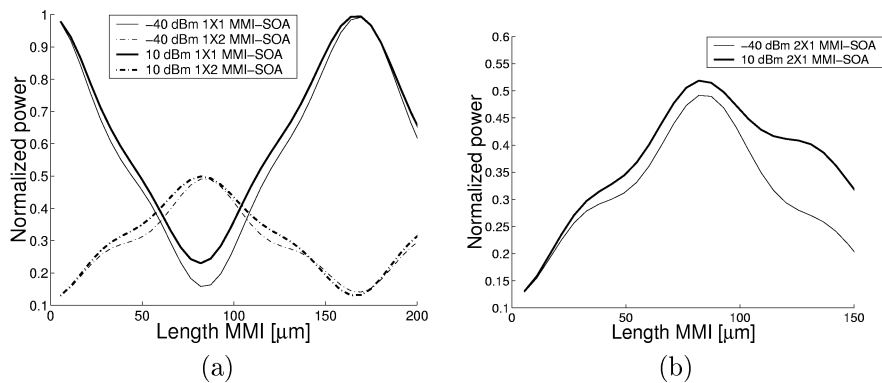


Figuur 5.3: De 1X2 MMI-SOA

5.3 Simulatieresultaten

5.3.1 Invloed van niet-lineaire effecten op het zelfafbeeldingsgedrag van de 1X1 MMI-SOA en de 1X2 MMI-SOA

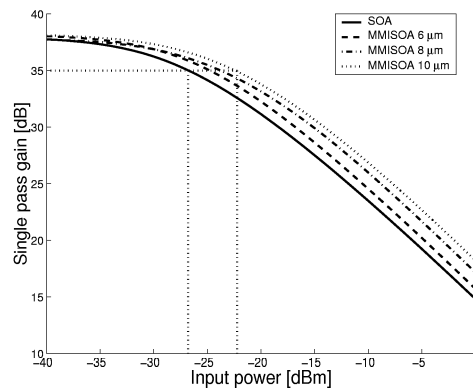
Het vermogenafhankelijk gedrag van de koppeling van de ingangsgolfgeleider naar de uitgangsgolfgeleider werd gesimuleerd voor de 1X1 MMI-SOA en de 1X2 MMI-SOA voor een breedte van $8 \mu\text{m}$ bij een stroomdichtheid van 6000 A/cm^2 . De 1X2 MMI-SOA werd ook gesimuleerd aangezien deze component uiteindelijk zal gebruikt worden als 3 dB-koppelaar in de interferometer. De breedte van de toegangsgolfgeleiders bedraagt $3 \mu\text{m}$. De parameterwaarden zijn weergegeven in tabel 2.2. De simulatieresultaten voor de 1X1 MMI-SOA en de 1X2 MMI-SOA voor koppeling van golfgeleider 1 naar 2 (zie figuur 5.3) zijn weergegeven in figuur 5.4 (a) bij een ingangsvermogen van -40 dBm en 10 dBm . Uit deze resultaten blijkt dat niet-lineaire effecten in de MMI geen significante invloed hebben op de werking van de componenten. De niet-lineaire werking van de 1X2 MMI-SOA werd ook gesimuleerd voor koppeling van golfgeleider 2 naar 1. Figuur 5.4 (b) geeft de resultaten weer. Opnieuw blijft de invloed beperkt.



Figuur 5.4: (a) Niet-lineair gedrag van de 1X1 MMI-SOA en de 1X2 MMI-SOA van golfgeleider 1 naar 2 (b) Niet-lineair gedrag van de 1X2 MMI-SOA van golfgeleider 2 naar 1

5.3.2 Het saturatiegedrag van een 1X1 MMI-SOA

De breedte van de 1X1 MMI-SOA werd gevarieerd om te controleren wat de invloed ervan is op het saturatiegedrag van een gehele SOA. De totale SOA-lengte is gelijk aan $500 \mu\text{m}$. De stroomdichtheid bedraagt 7000 A/cm^2 . De 1X1 MMI-SOA werd achteraan geplaatst zodat zijn eigenschap van een verhoogd ingangssaturatievermogen optimaal kan benut worden. De ongesatureerde versterking verschilt lichtjes (orde 0.7 dB) tussen de SOAs, als gevolg van een hogere laterale opsluiting van de modi in de MMI in vergelijking met het monomodale deel. Om de vergelijking duidelijker te maken, werd de ongesatureerde versterking door aangepaste attenuatie, geëgaliseerd. Figuur 5.5 toont de simulatieresultaten. Het ingangssaturatievermogen (het ingangsvormogen waarbij de versterking is teruggevallen tot de helft van de versterking in het lineaire geval) bedraagt voor de monomodale SOA met een golfgeleiderbreedte van $2.5 \mu\text{m}$ -27 dBm. Deze neemt toe tot -25, -24 en -22.5 dBm voor de andere SOAs met 1X1 MMI-SOA met een breedte van respectievelijk 6, 8 en $10 \mu\text{m}$. De toename van het ingangssaturatievermogen is sterker bij een verbreding van 8 naar $10 \mu\text{m}$ dan van 6 naar $8 \mu\text{m}$ aangezien de optimale lengte voor de 1X1 MMI-SOA kwadratisch toeneemt met de breedte namelijk 90, 175 en $235 \mu\text{m}$ voor de verschillende breedtes. Relatief neemt dus het stuk brede golfgeleider toe ten opzichte van de totale lengte van de SOA en wordt het effect dus meer significant. De breedte van de 1X1 MMI-SOA werd vastgelegd op $8 \mu\text{m}$. Dit beperkt nog de te pompen oppervlakte (het oppervlakte van de 1X1 MMI-SOA neemt toe met de derde macht van de breedte) terwijl het saturatiegedrag reeds voldoende verschillend is ten opzichte van de monomodale SOA. Wat de ingebouwde faseverschillen betreft als gevolg van de verschillende



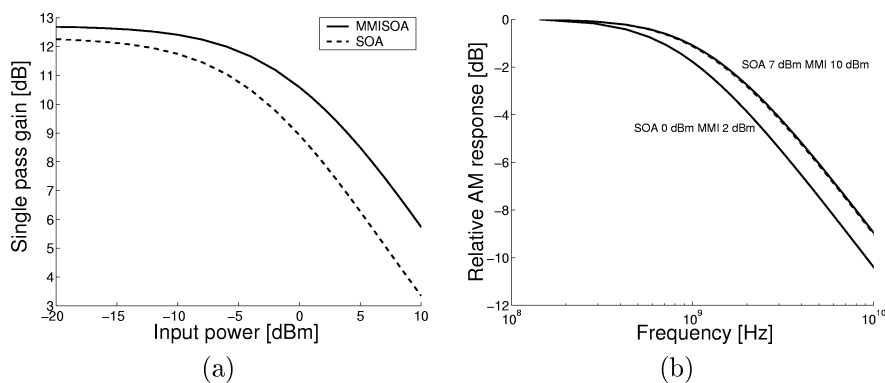
Figuur 5.5: Saturatiegedrag van een SOA met 1X1 MMI-SOA als functie van de breedte

golfgeleidergeometrie werd reeds een verschil in fasedraaiing tussen de monomodale SOA en de SOA met de $8 \mu\text{m}$ brede 1X1 MMI-SOA van 1.76 Rad gesimuleerd bij een verschil in versterking van slechts 0.7 dB. Indien men zo een faseverschil wil induceren tussen 2 indentieke SOAs met de gebruikte parameterwaarden ontstaat

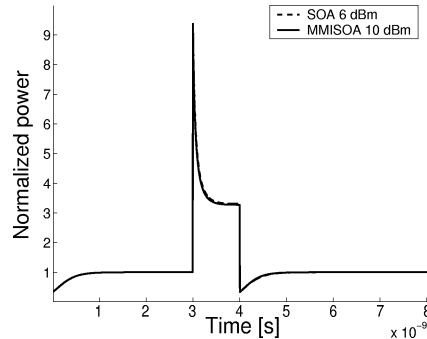
er een verschil in versterking van 5 dB.

5.3.3 Vergelijking van het dynamisch gedrag van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA

De dynamische simulaties werden uitgevoerd met behulp van een dynamische BPM-solver die werd ontwikkeld aan de Politecnico de Torino. Het klein- en groot-signaalgedrag van een monomodale SOA met een 1X1 MMI-SOA werd vergeleken. Beide SOAs hebben een lengte van $170 \mu\text{m}$, gelijk aan de zelfafbeeldingsafstand van de MMI met breedte $8 \mu\text{m}$. De stroomdichtheid bedraagt in beide gevallen 6000 A/cm^2 . De saturatiecurve van beide SOAs is weergegeven in figuur 5.6 (a). Er werd nagegaan welke vermogens er moeten geïnjecteerd worden in beide SOAs om een zelfde bandbreedte te behalen. Figuur 5.6 (b) toont de relatieve kleinsignaal respons van de versterking in beide gevallen op een kleinsignaal gemoduleerd ingangsvermogen van 0 en 7 dBm voor de monomodale SOA en 2 en 10 dBm voor de MMI-SOA. De kleinsignaal respons valt perfect samen in beide situaties. Het verschil in vereiste vermogens komt ongeveer overeen met eenzelfde mate van saturatie in beide SOAs zoals duidelijk wordt in figuur 5.6 (a). Bij het groot-signaalgedrag werd de respons berekend van een puls met pulsduur 1 ns met een ingangsextinctieverhouding van 10 dB en een vermogen van het '1'-niveau gelijk aan 6 dBm voor de monomodale SOA en 10 dBm voor de MMI-SOA. Figuur 5.7 toont het genormaliseerde uitgangsvermogen. Opnieuw blijkt dat de respons perfect samenvalt en er dus geen invloed is te bespeuren van laterale diffusie-effecten binnen de MMI-SOA die een impact hebben op de dynamica van de component. Bij eenzelfde mate van saturatie voor de 2 SOAs is zowel de kleinsignaal als de groot-signaal respons nagenoeg identiek.



Figuur 5.6: (a) Saturatiecurve van de SOA en de MMI-SOA van $170 \mu\text{m}$ (b) Vergelijking kleinsignaal respons van SOA en MMI-SOA bij verschillende vermogens

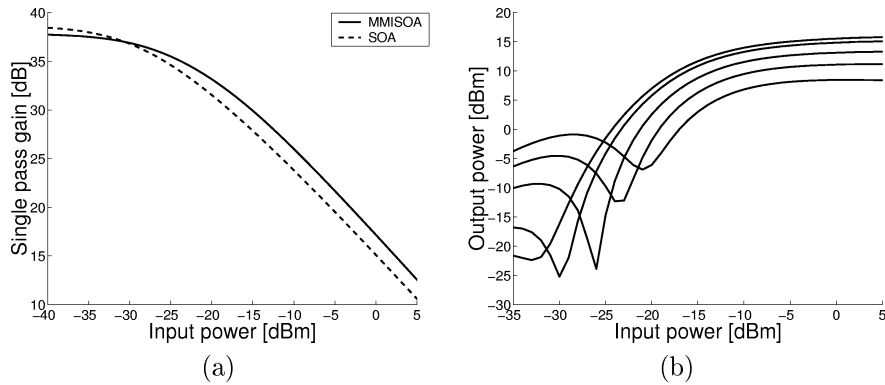


Figuur 5.7: Vergelijking grootsignaal respons op een puls met pulsduur 1 ns van de SOA en de MMI-SOA

5.3.4 De regenerator

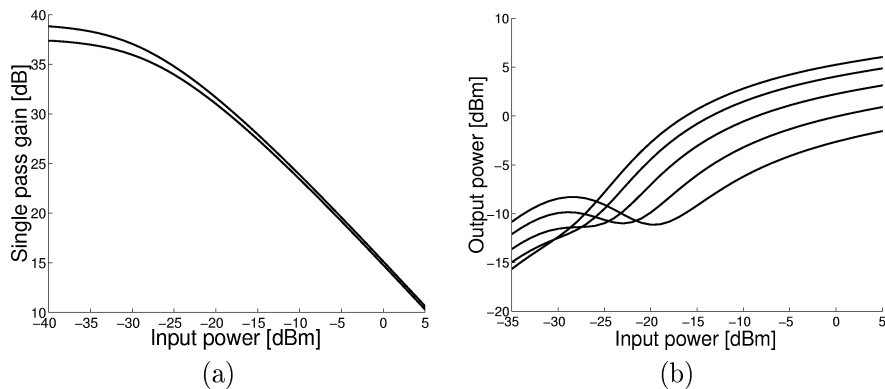
Er werden simulaties uitgevoerd voor een $500 \mu\text{m}$ lange monomodale SOA van $2.5 \mu\text{m}$ breed en een SOA met dezelfde lengte en breedte waarvan een deel vervangen is door een 1×1 MMI-SOA van $8 \mu\text{m}$ breed en $175 \mu\text{m}$ lang. De simulatieresultaten voor het saturerend gedrag van de SOAs zijn weergegeven in figuur 5.8 (a). De stroomdichtheid bedraagt 7500 A/cm^2 voor de monomodale SOA en 7000 A/cm^2 voor de MMI-SOA. De vereiste stroomdichtheid om een zelfde winst te krijgen in beide armen ligt iets hoger voor de monomodale SOA als gevolg van het kleine verschil in laterale opsluitingsfactor tussen de $2.5 \mu\text{m}$ brede golfgeleider en de $8 \mu\text{m}$ brede MMI. De transferfunctie van een MZI met deze twee componenten in beide armen krijgt dan het niet-lineaire gedrag zoals weergegeven in figuur 5.8 (b). Het ingangsvermogen waar een faseverschil van π aanwezig is tussen beide armen werd gevarieerd en heeft een verschuiving van het decisiepunt als gevolg. Naar mate dit punt opschuift naar hogere vermogens, stijgt de curve meer en meer aan de lage vermogenkant van het punt van destructieve interferentie. Dit is het gevolg van het verhoogde niet-lineaire gedrag rond dit minimum. De fase is reeds meer vermogenafhankelijk en dit heeft als gevolg dat het faseverschil terug evolueert naar meer constructieve interferentie bij lagere vermogens.

Om aan te tonen dat bij het gebruik van 2 identieke SOAs in een Mach-Zehnder-configuratie de niet-lineaire werking veel lager is, toont figuur 5.9 (a) en (b) de gesimuleerde saturatiecurve van beide SOAs en de corresponderende transferfunctie bij destructieve interferentie bij verschillende ingangsvermogens. Dezelfde parameters werden gebruikt als bij de vorige simulaties. Bij deze parameters blijkt het dus onmogelijk om een steile transfercurve te behalen. In geen enkel gebied wordt de helling van de curve groter dan 1. Een verbetering van de extinctieverhouding is dus onmogelijk. De waarden van de differentiële winst en de anti-geleidingsfactor corresponderen echter met een chirpparameter van 3. Dit is een relatief lage waarde en leidt dus tot een zwakke faseverandering bij een verandering van de winst met als gevolg dat de niet-lineariteit van het faseverschil



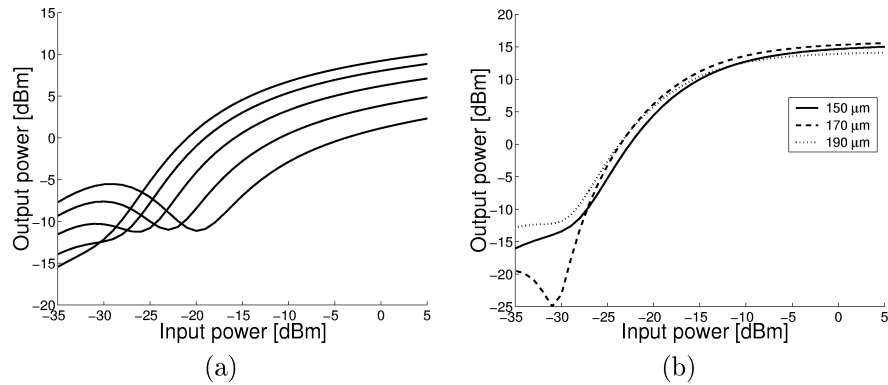
Figuur 5.8: (a) Vergelijking saturatiegedrag monomodale SOA en MMI-SOA (b) Transfercurve bij verschillende punten van destructieve interferentie

te klein is bij 2 identieke SOAs. Een verhoging van de chirpparameter naar 5.4, door een toename van de anti-geleidingsfactor, leidt tot de curve in figuur 5.10 (a). Deze curve bevat wel het potentieel van een toename in extinctieverhouding van een inkomend signaal. Het probleem echter blijft dat het steile deel van de curve te ver verwijderd is van het afvallende deel, bij de hoge vermogens. Een simultane verbetering van de extinctieverhouding en onderdrukking van de ruis op het '1'-niveau is daarom onmogelijk.



Figuur 5.9: (a) Vergelijking saturatiegedrag 2 monomodale SOAs bij verschillende stroomdichtheid (b) Transfercurve van een Mach-Zehnder interferometer met 2 identieke SOAs bij verschillende punten van destructieve interferentie

Verder werd de lengte van de 1X1 MMI-SOA gevarieerd om de invloed na te gaan op de transfercurve. Figuur 5.10 (b) toont de simulatieresultaten voor een variatie van de lengte over $40 \mu\text{m}$ wat correspondeert met een variatie van de

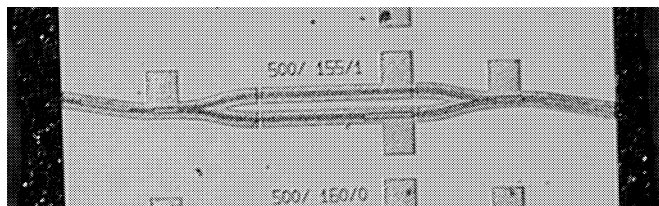


Figuur 5.10: (a) Transfercurve van een Mach-Zehnder interferometer met 2 identieke SOAs bij verschillende punten van destructieve interferentie (b) Transfercurve van een Mach-Zehnder interferometer met 1X1 MMI-SOA als functie van de lengte van de 1X1 MMI-SOA

breedte over $0.5 \mu\text{m}$. De invloed van de lengte is dus vrij beperkt. Een lengteverandering van $20 \mu\text{m}$ ten opzichte van de ideale koppelingslengte resulteert slechts in een extra verlies van 1 dB. Met dit vermogenverschil kan nog een verhouding tussen constructieve en destructieve interferentie behaald worden van 25 dB.

5.4 De asymmetrische SOA-gebaseerde Mach-Zehnder interferometer

5.4.1 Fabricage en maskerontwerp



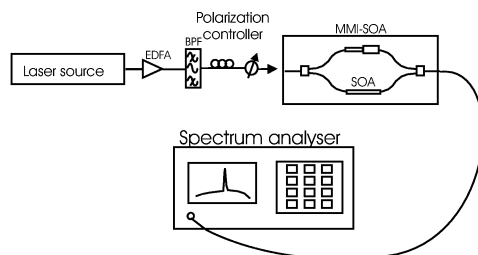
Figuur 5.11: Foto van de asymmetrische SOA-gebaseerde Mach-Zehnder interferometer met een 1X1 MMI-SOA in één van de armen

Om actief-passief integratie te vermijden, werd de component gefabriceerd in een volledig actieve layout. Dus ook de in- en uitgangsgolfgeleiders, met een passieve functie, hebben dezelfde lagenstructuur als de SOAs. Door deze actieve uitvoering heeft de component 4 verschillende elektrodes: voor de ingangsgolfgeleiders, de monomodale SOA, de MMI-SOA en de uitgangsgolfgeleiders. Figuur

5.11 toont een foto van de chip. De 3 dB-koppelaars aan de in- en uitgang bestaan uit 1X2 MMI-SOAs, met een breedte van $8 \mu\text{m}$ en een lengte gelijk aan de helft van de 1X1 MMI-SOA in de regenerator. De lengte van de 1X1 MMI-SOA werd gevarieerd op het masker van 140 tot $170 \mu\text{m}$ in stappen van $5 \mu\text{m}$.

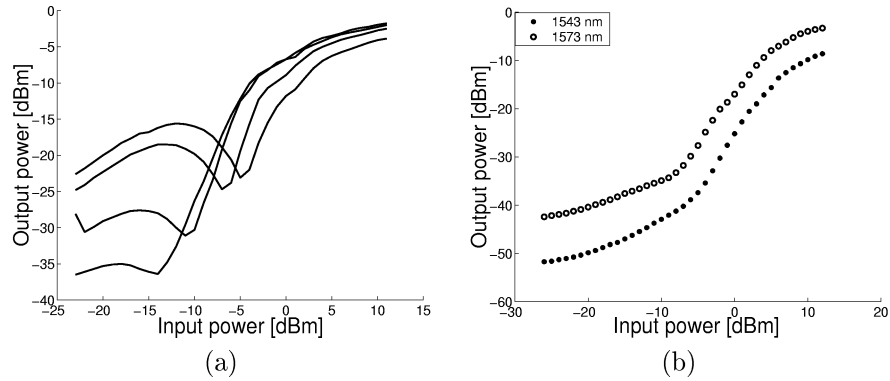
5.4.2 Statische meetresultaten

De metingen werden uitgevoerd bij een golflengte van 1560 nm . De armlengte bedraagt $500 \mu\text{m}$ en de MMI-lengte is gelijk aan $170 \mu\text{m}$. Figuur 5.12 toont een schema van de meetopstelling. Gezien de sterk polarisatie-afhankelijke winst van de actieve laag werd de polarisatie van hetingangssignaal gecontroleerd vòòr koppeling in de component. Het ingangsvermogen werd gevarieerd met behulp van een variabele attenuator. Het uitgekoppelde licht werd dan naar een spectrum analyzer gestuurd waar het spectrum werd opgemeten met een resolutie van 0.1 nm . Hieruit kan dan het uitgangsvermogen bij de signaalgolflengte gehaald worden.



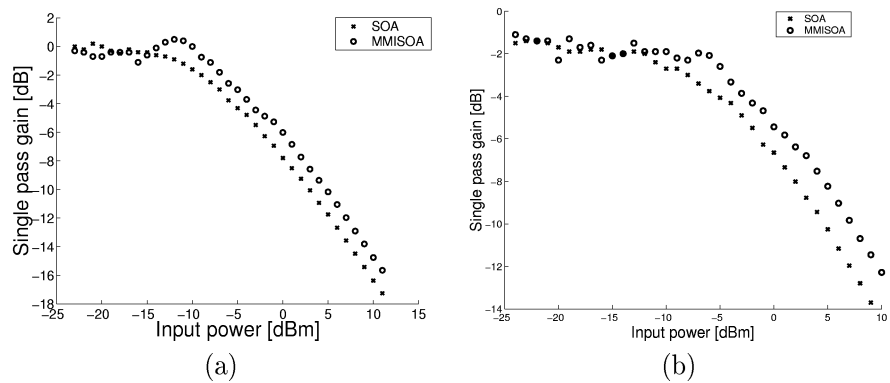
Figuur 5.12: Meetopstelling voor de statische metingen

De stroom door de ingangsectie bedraagt 52 mA , door de uitgangsectie 32 mA . De ingangsectie doet nog dienst als versterker van hetingangssignaal. De stroom door de uitgangsectie wordt gebruikt voor de controle van de winst in de globale caviteit. Dit moet de storende 'gain ripple' als gevolg van reflecties aan de facetten onderdrukken. Door de monomodale SOA werd er 72 mA gestuurd. Het punt voor minimaal uitgangsvermogen werd gevarieerd over 10 dB . De stroom door de MMI-SOA werd steeds ingesteld zodat het uitgangsvermogen van de regenerator minimaal is bij het gewenste ingangsvermogen. Figuur 5.13 (a) geeft de meetresultaten weer. Op deze manier kan het decisiepunt gevarieerd worden over 5 dB . Figuur 5.13 (b) toont de transferfunctie bij een golflengte van 1543 nm en 1573 nm . De maximale golflengte waarbij de transferfunctie kon opgemeten worden, was beperkt door het golflengtegebied waar de EDFAs versterking bieden. Het is dus mogelijk om een goede regeneratiecurve te behalen over een bereik van meer dan 30 nm . De saturatiecurve werd opgemeten voor beide individuele armen van de MZI bij dezelfde stroominstellingen als voor de regenerator. Om eenzelfde ongesatureerde winst in beide armen te bereiken is een stroom van 54 mA door de arm met 1X1 MMI-SOA vereist. Het resultaat is weergegeven in figuur 5.14 (a). Hieruit blijkt dat de arm met de MMI-SOA een 2 dB hoger ingangssaturatievermogen bezit. Het relatief beperkte verschil is het gevolg van saturatie-effecten



Figuur 5.13: (a) Transfercurve als bij verschillende stroominstellingen van destructieve interferentie (b) Transfercurve bij verschillende golflengten

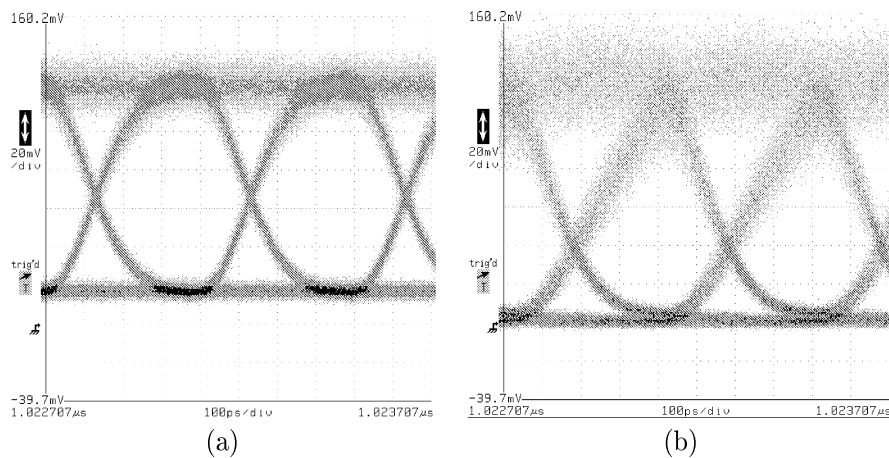
in de uitgangsgolfgeleiders. Het verschil werd ook opgemeten voor 2 individuele componenten. De lengte van de SOAs bedraagt $600 \mu\text{m}$. De stroom door de SOA is 34 mA, en 45 mA door de SOA met MMI (hogere stromen gaven aanleiding tot een te grote ‘gain ripple’). Figuur 5.14 (b) toont de curves in beide gevallen. Het ingangssaturatievermogen verschilt ongeveer 3 dB. De absolute vergelijking tussen 2 individuele saturatiecurves is echter sterk afhankelijk van de in- en uitkoppelingsefficiëntie. Als bv. bij meting van 2 identieke SOAs, bij de ene SOA de inkoppefficiëntie lager en de uitkoppefficiëntie hoger ligt dan zal de vergelijking van beide curven een gelijkaardig verband vertonen.



Figuur 5.14: (a) Vergelijking tussen saturatiegedrag van een SOA en een MMI-SOA in een MZI-constructie (b) Vergelijking tussen saturatiegedrag van een SOA en een MMI-SOA als individuele componenten

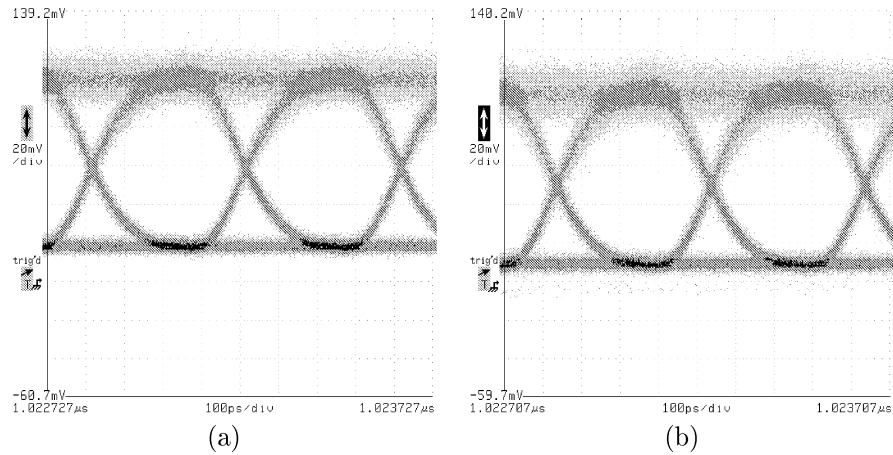
5.4.3 Dynamische meetresultaten

De lengte van de MMI in de opgemeten component bedraagt $170 \mu\text{m}$. Er werden dynamische metingen uitgevoerd bij 2.5 Gb/s bij een golflengte van 1560 nm . Allereerst werd er gecontroleerd in welke mate de regenerator de extinctieverhouding (verhouding van het gemiddelde vermogen van het '1'-niveau met het gemiddeld vermogen van het '0'-niveau) kan verbeteren van hetingangssignaal. Figuur 5.15 (a) en (b) geven respectievelijk het in- en uitgangssignaal weer van de regenerator. Hetingangssignaal heeft een extinctieverhouding van 7.5 dB . Het uitgangssignaal

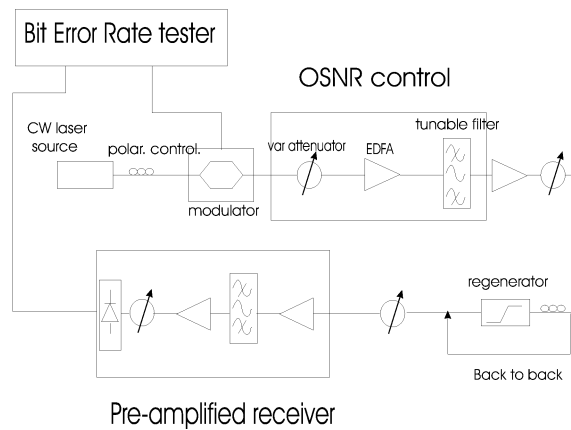


Figuur 5.15: (a) Het oogdiagram van hetingangssignaal (b) Het oogdiagram van het uitgangssignaal

heeft echter een extinctieverhouding van 15 dB , dus een verbetering van meer dan 7 dB . Het '1'-niveau bevindt zich ook nog op het steile deel van de transfercurve wat leidt tot een toename van de ruis. Een compromis tussen verbetering van de extinctieverhouding en een behoud van de ruis op het '1'-niveau is weergegeven in figuur 5.16. In dit geval verbetert de extinctieverhouding van 7 naar 11 dB en is er nagenoeg geen vervorming van het oogdiagram. Er bestaat dus een trade-off tussen verbetering van de extinctieverhouding en vervorming van het oogdiagram. Dit is in te zien als volgt. Rond het punt van destructieve interferentie, heeft (door het sinusoidaal verband tussen uitgangsvermogen en fase) de verandering van het faseverschil slechts weinig invloed op het uitgangsvermogen. Dit is echter het gebied met de sterkste niet-lineaire werking (steilste deel van de transferfunctie). Als de interferentie bij het '0'-niveau meer constructief is, zal de verandering van het uitgangsvermogen in functie van de fase sneller zijn. Dus bij een zelfde intrinsieke snelheid van de component (een even snelle verandering van het faseverschil bij veranderend ingangsvermogen) zal, bij werking van de component in het minder niet-lineaire gebied, het oogdiagram er steeds beter uitzien. Maar dit leidt dus tot een verminderde verbetering van de extinctieverhouding. Dit verklaart de trade-off.



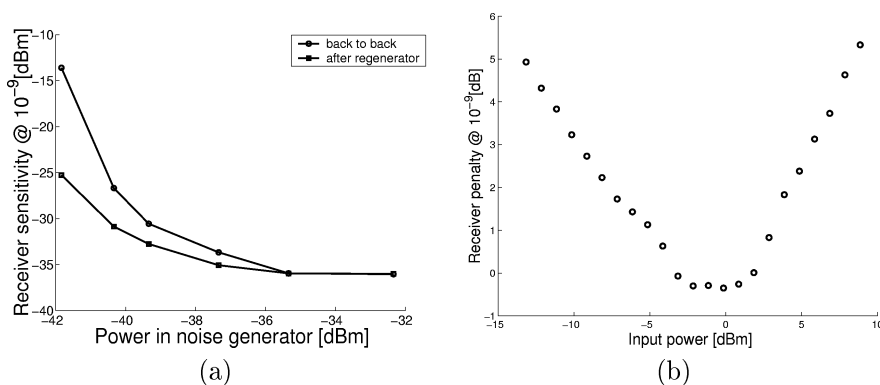
Figuur 5.16: (a) Het oogdiagram van het ingangssignaal (b) Het oogdiagram van het uitgangssignaal



Figuur 5.17: Meetopstelling voor BER-metingen op de MZI gebaseerde regenerator

Vervolgens werden Bit-Error-Rate (BER)-metingen uitgevoerd. De meetopstelling is weergegeven in figuur 5.17. Een ‘Continuous Wave’ (CW)-signaal, met een golflengte van 1560 nm, wordt gemoduleerd door een polarisatiegevoelige modulator met een PRBS-sequentie van $2^{23} - 1$. De kwaliteit van het ingangssignaal van de regenerator wordt bepaald door de hoeveelheid attenuatie vòòr de eerste EDFA. Hoe lager het invallend vermogen hoe lager de OSNR en dus hoe meer de ruis toeneemt die afkomstig is van de zwingen tussen het datasignaal en de spontane emissie. Na de EDFA werd een filter (3-dB bandbreedte: 0.3 nm) geplaatst om de overbodige ruis te elimineren. Na de tweede EDFA werd er geen

filter meer gebruikt aangezien zijn ingangsvermogen reeds zo hoog is dat de EDFA satureert. De ASE is dus compleet onderdrukt. Vooraleer het signaal in de component gekoppeld wordt met een gelense vezel, kan het vermogen geregeld worden door een extra attenuator. Er werd een voorversterkte ontvanger gebruikt om de ontvangersgevoeligheid te verhogen. De extinctieverhouding van hetingangssignaal bedraagt 13 dB. Bij verschillende invallende vermogens aan de EDFA werd het minimaal vereiste vermogen om een BER van 10^{-9} te bereiken, opgemeten. De resultaten zijn weergegeven in figuur 5.18 (a). Het vereiste vermogen neemt sneller toe voor hetingangssignaal dan voor het geregenereerde signaal bij toenemende degradatie. Bij een invallend vermogen van -42 dBm in de ruisgenerator bedraagt het verschil zelfs 12 dB. Aangezien de extinctieverhouding van hetingangssignaal reeds hoog is, kan de verbetering voornamelijk toegeschreven worden aan een afname van de ruis op het '1'-niveau.



Figuur 5.18: (a) Metingen van de ontvangersgevoeligheid als functie van het invallend vermogen in de EDFA (b) Dynamisch bereik van het vermogen van hetingangssignaal

Uiteindelijk werd er nagegaan in welke mate het vermogen van hetingangssignaal mag variëren opdat het uitgangssignaal van de regenerator niet is gedegradeerd ten opzichte van hetingangssignaal. Dit wordt ook het dynamisch bereik van hetingangsvermogen genoemd (Input Power Dynamic Range of IPDR). De stroominstellingen zijn geoptimaliseerd voor een invallend vermogen van -1 dBm, de extinctieverhouding bedraagt 13 dB. Figuur 5.18 (b) toont de opgemeten waarden van de verandering van de ontvangersgevoeligheid ten opzichte van hetingangssignaal bij een BER van 10^{-9} als functie van het invallend vermogen. Over een bereik van 5 dB werd er geen degradatie waargenomen. Dit is ongeveer gelijk aan de IPDR voor een regenerator met 2 identieke SOAs [2]. Toch kan opgemerkt worden dat deze meting bij een 2R-regenerator op basis van een doorgangsschema niet op een zelfde manier mag geïnterpreteerd worden als bij een golflengte-omzetter. Stel dat de regenerator een heel zwakke niet-lineaire werking vertoont dan wordt de IPDR heel groot. Dit is niet het geval bij golflengte-omzeters. Daar is een sterk niet-lineaire werking noodzakelijk om een goed ge-

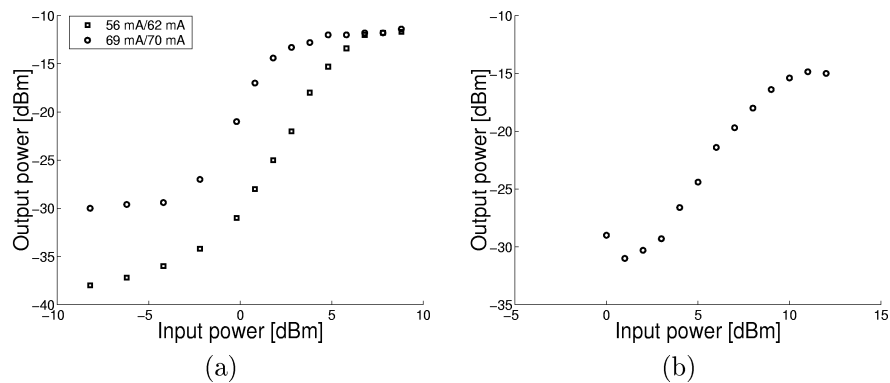
converteerd signaal te verkrijgen aan de uitgang. Bij een golflengte-omzetter is daarom de vorm van de transferfunctie doorslaggevend en klopt het argument dat een stapvormige transferfunctie leidt tot een grote IPDR. Het verband tussen een grote IPDR en een stapvormige transferfunctie is dus niet meer zo eenduidig als het een 2R-regenerator op basis van een doorgangsschema betreft, in tegenstelling tot wat beweerd wordt in [2].

5.5 De asymmetrische SOA-gebaseerde Michelson interferometer

Deze sectie bespreekt de meetresultaten behaald met een regenerator die gebaseerd is op het voorgestelde principe maar in een Michelson interferometerconfiguratie. Daarbij propageert het datasignaal door de armen en wordt gereflecteerd aan een recht facet. Een schema van de configuratie is weergegeven in figuur 5.20. Het is dus alsof de lengte van de armen is verdubbeld, wat leidt tot een verhoogde snelheid [4].

5.5.1 Statische meetresultaten

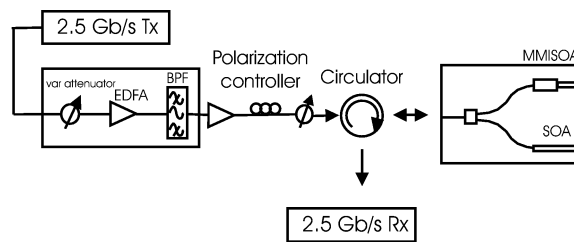
De statische metingen werden uitgevoerd bij een golflengte van 1550 nm. Figuur 5.19 (a) toont de statische curve voor een Michelson interferometer (MI) met een armlengte van $450 \mu\text{m}$ en een MMI-lengte van $165 \mu\text{m}$ bij verschillende stroominstellingen (De eerste stroom correspondeert met de stroom door de monomodale SOA). Figuur 5.19 (b) geeft de meetresultaten weer van een MI met een MMI met lengte $145 \mu\text{m}$. Hieruit blijkt dat de component tolerant is ten opzichte van de lengte van de MMI, zoals ook al bleek uit de simulaties.



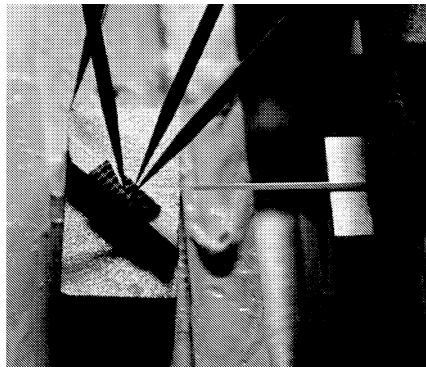
Figuur 5.19: (a) Statische transferfunctie bij verschillende stroominstellingen met een MMI van $165 \mu\text{m}$ lang (b) Statische curve van een MI met een MMI met lengte $145 \mu\text{m}$

5.5.2 Dynamische meetresultaten

De MI werd gekarakteriseerd naar twee regenererende eigenschappen: verbetering van de extinctieverhouding en ruisonderdrukking bij een bitsnelheid van 2.5 Gb/s. De gebruikte component heeft een armlengte van $450 \mu\text{m}$ en de lengte van de MMI bedraagt $165 \mu\text{m}$. De metingen werden uitgevoerd bij een golflengte van 1550 nm. De meetopstelling is weergegeven in figuur 5.20. Figuur 5.21 toont een foto van de MI in de opstelling.



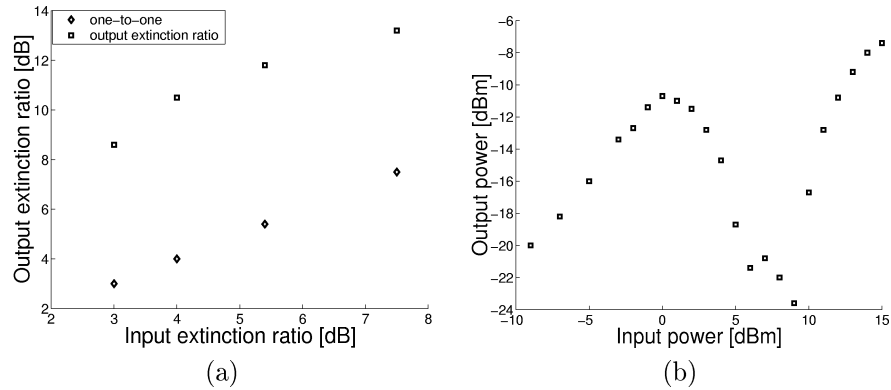
Figuur 5.20: Meetopstelling voor dynamische metingen op de MI



Figuur 5.21: Foto van de Michelson interferometer in de opstelling

Verbetering van de extinctieverhouding

De mogelijkheid tot een verbetering van de extinctieverhouding van het ingangssignaal werd nagegaan bij verschillende extinctieverhoudingen van het ingangssignaal. Figuur 5.22 (a) toont de resultaten. Bij een ingangsextinctieverhouding van 5.5 dB werden BER-metingen uitgevoerd. Het ingangssignaal werd geattenuëerd tot -30 dBm vooraleer het versterkt werd door een EDFA. Dit laatste zorgt voor de toegenomen ruis op beide niveaus. De stroom door de verschillende actieve secties werd geoptimaliseerd naar een open oogdiagram met grote verbetering van de extinctieverhouding. De stroom door de MMI-SOA bedroeg 150 mA en deze



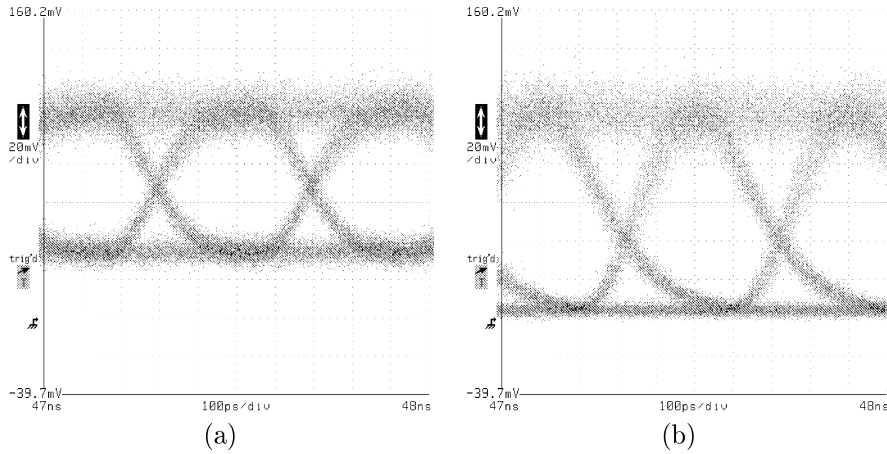
Figuur 5.22: (a) Extinctieverhouding van uitgangssignaal als functie van de extinctieverhouding van het ingangssignaal (b) Statische transferfunctie bij de ideale instelling voor dynamische metingen

door de SOA 100 mA. De ingangsgolfsgeleiders werden gepompt met een stroom van 44 mA. Met deze instellingen werd enerzijds het oogdiagram opgemeten maar ook de statische transferfunctie die er mee correspondeert. Figuur 5.23 toont de oogdiagrammen vòòr en na de regenerator. De transferfunctie is weergegeven in figuur 5.22 (b). Destructieve interferentie doet zich dus voor bij hoge vermogens, waar beide armen zich al sterk in saturatie bevinden. Daardoor stijgt de curve opnieuw bij afnemende ingangsvermogens. Deze instelling bezit wel de nodige vereisten voor werking bij hoge snelheid: hoge stromen gecombineerd met hoge ingangsvermogens. Dit zijn twee parameters die de snelheid van de SOAs sterk opdrijven [4]. Het oogdiagram van het uitgangssignaal vertoont een sterke verbetering van de extinctieverhouding met simultane ruisonderdrukking, voornamelijk op het '0'-niveau. Het oog is nog vervormd maar minder dan het oogdiagram dat opgemeten werd met de MZI. Van beide signalen werd de BER opgemeten voor een PRBS-sigitaal van $2^{23}-1$. De resultaten zijn weergegeven in figuur 5.24. Het geregenereerde signaal vereist een vermogen aan de ontvanger dat 4.5 dB lager ligt dan het ingangssignaal, voor een BER van 10^{-9} .

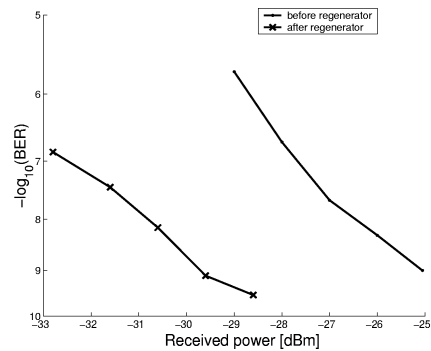
De maximaal injecteerbare stroom per SOA lag voor deze component hoger aangezien de serieweerstand van de diode significant lager was dan die van de MZI-gebaseerde componenten. De serieweerstand was van de orde 4Ω terwijl voor de andere lagenstructuren de serieweerstand een factor 3 hoger lag.

Ruisonderdrukking

Voor de meting van ruisonderdrukking werd een ingangssignaal genomen met een extinctieverhouding van 9.5 dB en geattenuëerd tot -40 dBm vòòr de eerste EDFA. Door de zwingen, die ontstaan tussen het signaal en de spontane emissie, neemt de ruis voornamelijk toe op het '1'-niveau. De oogdiagrammen van het in- en uitgangssignaal zijn weergegeven in figuur 5.25. Vergelijking tussen beide oog-



Figuur 5.23: (a) Oogdiagram van hetingangssignaal met een extinctieverhouding van 5.5 dB (b) Oogdiagram van het uitgangssignaal van de regenerator

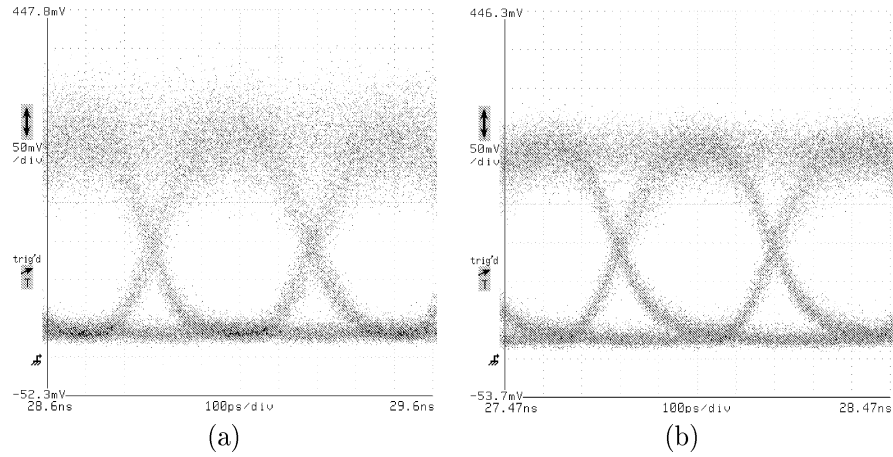


Figuur 5.24: BER-metingen op de Michelson interferometer ter verificatie van de mogelijkheid tot extinctieverhoudingsverbetering

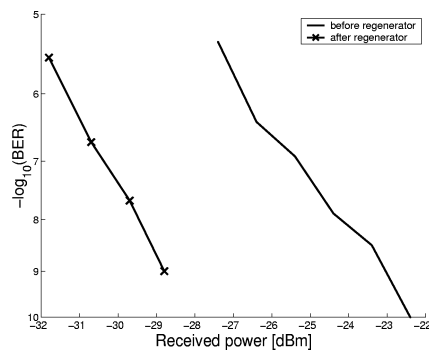
diagrammen toont enerzijds de lichtjes toegenomen extinctieverhouding tot 11.4 dB en anderzijds de significante ruisonderdrukking. Op beide signalen werden BER-metingen uitgevoerd ter bevestiging van het verbeterde uitgangssignaal. De resultaten zijn weergegeven in figuur 5.26. Voor een BER van 10^{-9} is er 6 dB minder vermogen vereist aan de ontvanger.

5.6 Kleinsignaalmetingen

Om een beter inzicht te krijgen in de lokale dynamica op verschillende punten van de transferfunctie werden kleinsignaalmetingen uitgevoerd. Deze metingen geven



Figuur 5.25: (a) Oogdiagram van hetingangssignaal van de regenerator (b) Oogdiagram van het uitgangssignaal van de regenerator



Figuur 5.26: BER-metingen op de Michelson interferometer ter verificatie van de ruisonderdrukkingmogelijkheden

aan tot welke frequenties bijvoorbeeld de ruis kan onderdrukt worden op het '1'-niveau. Verder volgt uit deze metingen ook welke van beide SOAs de grootste invloed op de lokale dynamica van de gehele component bij de verschillende instelpunten. Voor de analyse van de meetresultaten werd er eerst een eenvoudig model ontwikkeld die elke SOA behandelt als zijnde 1 sectie.

5.6.1 Kleinsignaal model

Dit model behandelt de SOA als een enkelvoudige sectie. Voor een tijdschaal die lang is ten opzichte van de doorlooptijd is deze benadering aanvaardbaar [5]. De

evolutievergelijking van de elektronenconcentratie wordt bepaald door

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{qd} - R(N) - GP_{in} \quad (5.3)$$

met

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 \quad (5.4)$$

$$G = \frac{g + \alpha_l}{\hbar\omega gV} e^g \quad (5.5)$$

$$g = (\Gamma a(N - N_0) - \alpha_{prop})L \quad (5.6)$$

$$\alpha_l = \alpha_{prop}L \quad (5.7)$$

met N , P_{in} , J , V respectievelijk de ladingsdragersdichtheid, het ingangsvermogen, de stroomdichtheid en het actieve volume (=L.b.d) van de SOA. Als de elektronenconcentratie en het ingangsvermogen in SOA i beschreven wordt als

$$N_i(t) = N_{i,m} + \text{Re}(\Delta N_i e^{j\omega t}) \quad (5.8)$$

$$P_{in,i}(t) = P_{i,m} + \text{Re}(\Delta P_i e^{j\omega t}) \quad (5.9)$$

met $N_{i,m}$ en $P_{i,m}$ gelijk aan de elektronenconcentratie en het ingangsvermogen bij evenwicht, dan kan volgende vergelijking neergeschreven worden na verwaarlozing van 2^{de} orde termen

$$j\omega \Delta N_i = -\frac{dR}{dN}(N_{i,m})\Delta N_i - \frac{dG_i}{dN}(N_{i,m})\Delta N_i P_{i,m} - G_i(N_{i,m})\Delta P_i \quad (5.10)$$

G_i staat voor de functie G zoals gedefinieerd in vergelijking 5.5 met de parameters van SOA i . Na uitwerking kan de afgeleide van deze functie geschreven worden als

$$\frac{dG_i}{dN} = \Gamma a L G_i \quad (5.11)$$

De uiteindelijke klein signaal respons wordt dan

$$\frac{\Delta P_i}{\Delta N_i} = -\frac{1}{G_i(N_{i,m})}(\Omega_i + j\omega) \quad (5.12)$$

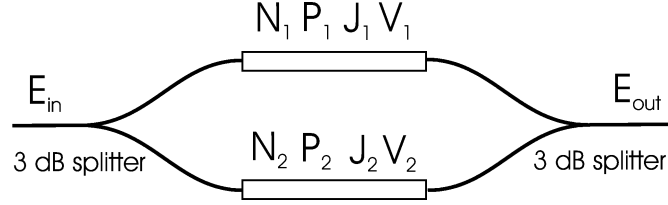
met

$$\Omega_i = \frac{dR}{dN}(N_i) + \Gamma a L G_i(N_{i,m})P_{i,m} \quad (5.13)$$

De interferometer bevat 2 SOAs in beide armen en twee 3 dB koppelaars zoals weergegeven in figuur 5.27. De ingangsvermogens $P_{i,m}$ worden dus gelijk aan de helft van het ingangsvermogen P_{in} .

De amplitude E_{out} van het uitgangsveld van de interferometer wordt

$$E_{out} = \frac{1}{2} \{ e^{\frac{1+j\alpha}{2}g_1 + j\phi_0} + e^{\frac{1+j\alpha}{2}g_2} \} E_{in} \quad (5.14)$$



Figuur 5.27: Schema van de SOA-gebaseerde Mach-Zehnder interferometer

met E_{in} de complexe amplitude van het ingangsveld, ϕ_0 gelijk aan het initiële faseverschil en $g_i = g(N_i)$. Het uitgangsvermogen wordt dan gegeven door

$$\begin{aligned} P_{out} &= E_{out}^* E_{out} \\ &= \frac{1}{4} P_{in} \{ e^{g_1} + e^{g_2} + 2e^{\frac{g_1+g_2}{2}} \cos(\alpha \frac{g_1 - g_2}{2} + \phi_0) \} \end{aligned} \quad (5.15)$$

Uitgaande van deze vergelijking en volgende uitdrukking, die bekomen wordt na combinatie van vergelijkingen 5.6 en 5.12

$$\frac{\Delta g_i}{\Delta P_i} = -\frac{\Gamma a L G_i}{\Omega_i + j\omega} \quad (5.16)$$

kan de kleinsignaal respons berekend worden

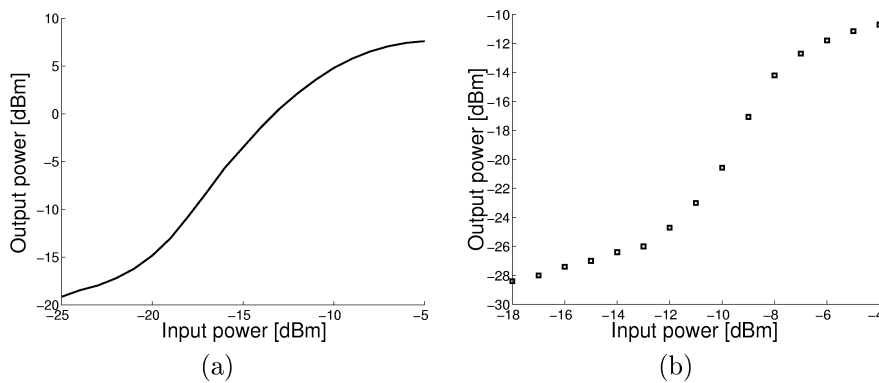
$$\begin{aligned} \frac{\Delta P_{out}}{\Delta P_{in}} &= \frac{1}{4} \{ e^{g_1} + e^{g_2} + 2e^{\frac{g_1+g_2}{2}} \cos(\alpha \frac{g_1 - g_2}{2} + \phi_0) \} \\ &\quad + \frac{1}{4} P_{in} \left\{ e^{g_1} \frac{\Delta g_1}{\Delta P_{in}} + e^{g_2} \frac{\Delta g_2}{\Delta P_{in}} \right. \\ &\quad + e^{\frac{g_1+g_2}{2}} \left(\cos(\alpha \frac{g_1 - g_2}{2} + \phi_0) \left(\frac{\Delta g_1}{\Delta P_{in}} + \frac{\Delta g_2}{\Delta P_{in}} \right) \right. \\ &\quad \left. \left. - \alpha \sin(\alpha \frac{g_1 - g_2}{2} + \phi_0) \left(\frac{\Delta g_1}{\Delta P_{in}} - \frac{\Delta g_2}{\Delta P_{in}} \right) \right) \right\} \end{aligned} \quad (5.17)$$

5.6.2 Simulatie- en meetresultaten

De parameters van de gesimuleerde Mach-Zehnder interferometer zijn weergegeven in tabel 5.1. Aangezien het model een SOA behandelt als 1 sectie werd de MMI-SOA vervangen door een SOA met een breedte van $4 \mu m$. De stroominstellingen werden zo gekozen dat er maximale overeenstemming bereikt wordt met de opgemeten resultaten. De gesimuleerde statische transfercurve op basis van bovenstaand model is weergegeven in figuur 5.28 (a). Figuur 5.28 (b) toont de opgemeten curve van de Mach-Zehnder interferometer.

Parameter	Symbool	Waarde
Lengte SOA	L	500 μm
Breedte SOA 1	b_1	2 μm
Breedte SOA 2	b_2	4 μm
Stroomdichtheid SOA 1	J_1	2000 A/cm^2
Stroomdichtheid SOA 2	J_2	1600 A/cm^2
Differentiële winst	a	$4.8 \cdot 10^{-16} cm^2$
Dikte actieve laag	d	64 nm
Opsluitingsfactor	Γ	0.14
Unimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	A	$1.67 \cdot 10^8 s^{-1}$
Transparantie elektronenconcentratie	N_0	$10^{18} cm^{-3}$
Bimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	B	$10^{-10} cm^3 s^{-1}$
Golflengte	λ	1.55 μm
Auger recombinatiecoëfficiënt	C	$3 \cdot 10^{-29} cm^6 s^{-1}$
Chirpparameter	α	10
Propagatieverliezen	α_{prop}	30 cm^{-1}

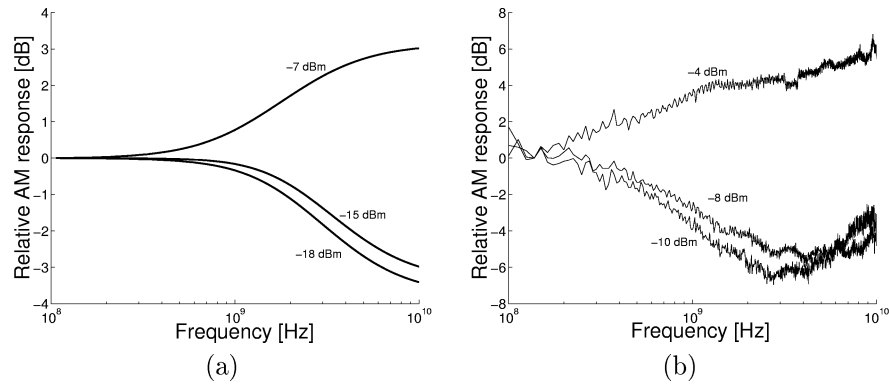
Tabel 5.1: Parameterwaarden



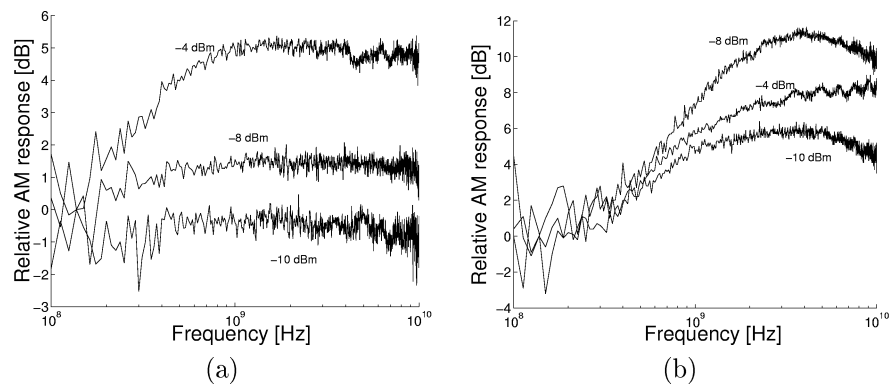
Figuur 5.28: (a) Gesimuleerde transfercurve met het één-sectie model (b) Opge-meten transfercurve

Op verschillende punten van de transfercurve werd een kleinsignaal-analyse uitgevoerd. De gesimuleerde resultaten zijn geplot in figuur 5.29 (a), de meetresultaten zijn getoond in figuur 5.29 (b).

De individuele Amplitude Modulatie (AM)-respons van beide armen werd ook opgemeten en zijn weergegeven in figuur 5.30 (a) en (b). De MMI-SOA bevindt zich dus nog niet in saturatie bij -10 dBm. De monomodale SOA werkt al zwaar in saturatie bij alle opgemeten ingangsvermogens en is ook heel wat sneller. Uit een vergelijking tussen de AM-respons van de regenerator bij -10 en -8 dBm en deze van de monomodale SOA kan men besluiten dat de dynamica van de regenerator



Figuur 5.29: (a) Gesimuleerde AM-respons op verschillende punten van de transferfunctie (b) Opgemeten AM-respons op verschillende punten van de transferfunctie



Figuur 5.30: (a) Opgemeten AM-respons van de arm met de MMI-SOA (b) Opgemeten AM-respons van de arm met monomodale SOA

voornamelijk bepaald wordt door de dynamica van de monomodale SOA. Bij een ingangsvermogen van -4 dBm bevindt de MMI-SOA zich ook in saturatie. De AM-respons van de regenerator bij dit ingangsvermogen is analoog aan deze van de MMI-SOA. In dit gebied wordt de snelheid van de regenerator dus gedomineerd door de arm met de MMI-SOA. Deze tragere respons bij hogere ingangsvermogens volgt ook uit de simulatieresultaten. Uit de AM-respons bij -4 dBm blijkt dat de ruis maximaal met 4 dB wordt onderdrukt en dat onderdrukking mogelijk is tot een frequentie van 1 GHz. Voor hogere frequenties is de component transparant.

Bij de hoogste frequenties waar de monomodale SOA niet meer kan volgen, werd een lichte afbuiging in de AM-respons waargenomen. Dit werd ook teruggevonden bij de AM-respons op bepaalde punten van de regeneratiecurve. Dit

verschijnsel kan niet worden verklaard aan de hand van het afgeleide model en is het gevolg van residuele reflecties aan de facetten. Aangezien de SOA transparant is voor de hoogste frequenties, werd de AM-respons onderzocht van een Fabry-Pérot(FP)-caviteit met een vaste groepsindex. Zo een caviteit leidt tot volgende frequentie-afhankelijke transferkarakteristiek

$$\frac{1-R}{1-RGe^{j\delta}} = f(\omega)e^{j\phi(\omega)} \quad \text{met} \quad \delta = 2\frac{\omega Ln}{c} \quad (5.19)$$

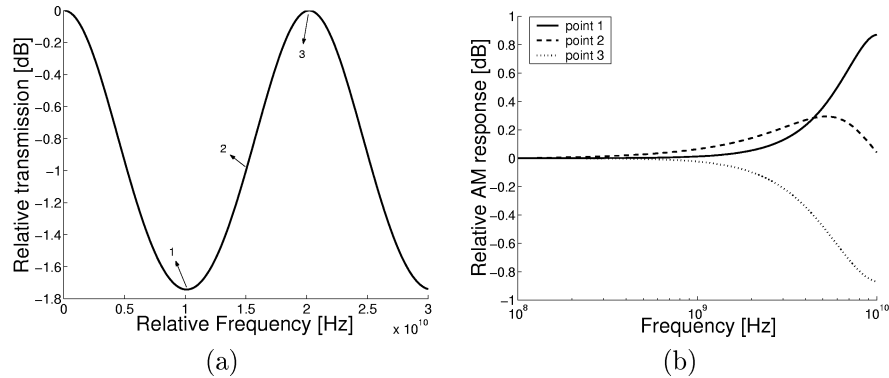
met R de vermogenreflectiviteit van de facetten, G de versterking in de caviteit, L de lengte van de caviteit en n is gelijk aan de groepsindex van de golfgeleider. Een elektrisch veld met angulaire frequentie ω die in klein signaal gemoduleerd wordt met een angulaire frequentie Ω resulteert in een signaal met 3 frequenties: ω , $\omega + \Omega$ en $\omega - \Omega$. Deze 3 frequenties zijn onderhevig aan de frequentie-afhankelijke transferfunctie van de FP-caviteit. Uiteindelijk resulteert dit in de volgende klein-signaalrespons voor een FP-caviteit

$$\frac{\Delta P_{out}}{\Delta P_{in}} = \frac{f(\omega)}{2} \sqrt{f^2(\omega + \Omega) + f^2(\omega - \Omega) + 2f(\omega + \Omega)f(\omega - \Omega)\cos(\phi(\omega - \Omega) - \phi(\omega + \Omega))} \quad (5.20)$$

De relatieve AM-respons wordt volledig bepaald door het produkt RG. De volgende simulaties werden uitgevoerd voor $RG=0.1$, de caviteitslengte bedraagt 2 mm en de groepsindex 3.72. De AM-respons werd berekend op verschillende punten van de FP transmissiecurve. Figuur 5.31 (a) toont de relatieve transmissiesterkte door de FP-caviteit als functie van de relatieve frequentie ten opzichte van 193.41 THz ($1.55 \mu\text{m}$) en toont ook de punten waar de AM-respons is berekend. Indien de frequentie van het licht zich bevindt rond een transmissiepiek, neemt de AM-respons logischer wijze af bij toenemende frequentie. Als de frequentie correspondeert met een dip, neemt de AM-respons toe. Bij een frequentie op de flank is de invloed het laagst. Bij de kleinsignaalmetingen op de SOA werd een daling waargenomen bij toenemende frequenties van ongeveer 1 dB. Dit correspondeert dus met de simulatieresultaten. De aangebrachte AR-coating resulteerde niet in een waarneembare afname in vermogenreflectiviteit. Indien de vermogenreflectiviteit dus van de orde 6.10^{-3} is (zoals opgemeten in Hoofdstuk 4 in afwezigheid van een AR-coating) mag de winst maximaal 12 dB bedragen voor een invloed van de orde 1 dB op de kleinsignaal respons. Een hoge vermogenreflectiviteit aan de facetten beperkt dus in belangrijke mate de maximale stromen door de SOAs.

5.7 Bedenkingen bij het doorgangsschema

De werking van de regenerator is gebaseerd op de niet-lineaire verandering van het faseverschil tussen beide armen. Dit wil dus zeggen dat één van beide armen

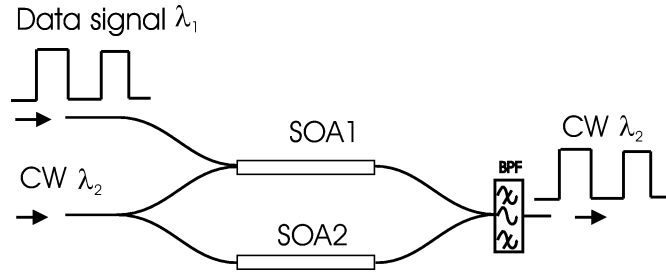


Figuur 5.31: (a) Relatieve transmissiesterkte van de FP-caviteit voor $RG=0.1$ (b) AM-respons van FP-caviteit voor verschillende punten op de FP-transmissiefunctie

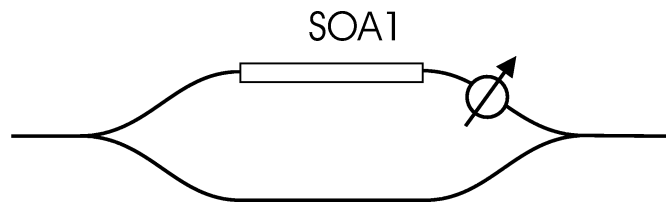
zich niet in complete saturatie mag bevinden bij een ingangsvermogen van het '0'-niveau. Anders blijft het faseverschil constant. Als men de snelheid van de component wil opdrijven, moet men dus in dit werkingsgebied kijken. De bandbreedte van een SOA verhoogt bij toename van de aanstroom en ingekoppeld vermogen [4]. Deze 2 parameters kunnen dus niet onafhankelijk ingesteld worden bij een doorgangsschema. Bij het gebruik van korte SOAs, vb. $500 \mu\text{m}$ zoals in de opgemeten MZI, vormt dit een beperking voor de maximaal haalbare snelheden. Om een optimale combinatie van hoge vermogens en hoge stromen te verkrijgen wordt het punt van destructieve interferentie ingesteld bij een hoog ingangsvermogen. Dit heeft het negatieve effect dat de transfercurve sterk stijgt zowel voor toenemende als afnemende ingangsvermogens rond het punt van destructieve interferentie. De transfercurve is niet langer stapvormig en het dynamisch bereik van het ingangsvermogen wordt dus beperkt.

De situatie wordt echter anders bij lange SOAs. De bandbreedte van een SOA neemt sterk toe met de lengte [4]. Een ander, belangrijker, effect dat meer en meer meespeelt bij langere SOAs is de opbouw van versterkte spontane emissie. Dit leidt tot saturatie van de versterking van de SOA [6] en verlaagt de levensduur van de elektronen. De impact van een verhoogd ingangsvermogen op de hersteltijd van de SOA wordt nihil aangezien de gemiddelde hoeveelheid gestimuleerde emissie nagenoeg constant blijft binnen de SOA [8]. Met behulp van lange SOAs kan de regenerator dus een hoge snelheid bereiken binnen zijn werkingsgebied. In artikel [2] wordt de werking bij 10 Gb/s van een SOA-gebaseerd doorgangsschema beschreven. Dit verhoogt echter de toevoeging van spontane emissie bij het geregenereerde signaal aangezien de SOAs zich niet diep in saturatie bevinden.

Deze beperkingen worden niet bereikt bij de schema's voor golflengteconversie, aangezien het datasignaal geïnjecteerd wordt in één van beide armen. Het faseverschil wordt dus volledig bepaald door de fasedraaiing in deze arm (zie figuur 5.32) [9]. Een analogon voor het doorgangsschema heeft de layout zoals in figuur 5.33. Deze layout vereist wel een attenuator in de arm met SOA om optimale



Figuur 5.32: Schema van golflengteconversie op basis van een SOA-gebaseerde Mach-Zehnder interferometer



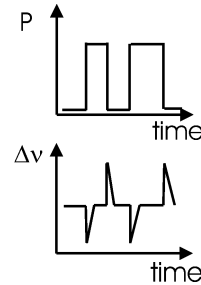
Figuur 5.33: Schema van regeneratie op basis van een Mach-Zehnder interferometer met 1 SOA

destructieve interferentie te kunnen verkrijgen in beide armen.

Aangezien een doorgangsschema niet geïnverteerd werkt (het '1'-niveau aan de ingang blijft het '1'-niveau aan de uitgang), heeft de geïnduceerde chirp door de component een verschuiving naar lagere frequenties als gevolg aan de leidende transitie van het '0'-niveau naar het '1'-niveau en een verschuiving naar hogere frequenties bij daling terug naar het '0'-niveau zoals geïllustreerd in figuur 5.34. Aangezien de groepssnelheid in optische vezel afneemt bij afnemende frequentie heeft dit een afremmende invloed op de spreiding van de puls door dispersie. De stijgende overgang zal trager propageren dan de dalende overgang. Het artikel [2] geeft resultaten van BER-metingen van het uitgangssignaal van een 2R-regenerator, gebaseerd op een doorgangsschema, na propagatie en bevestigt het gestelde. Binnen dit werk werden deze metingen niet uitgevoerd aangezien het effect van dispersie bij een bitsnelheid van 2.5 Gb/s, nog niet voldoende bleek na propagatie door 75 km vezel.

5.8 Relevantie Optische Signaal tot Ruisverhouding na een regenerator

Een signaal in een optische link wordt na gepaste afstanden versterkt. Door de toevoeging van spontane emissie van de SOAs bij het signaal neemt de OSNR



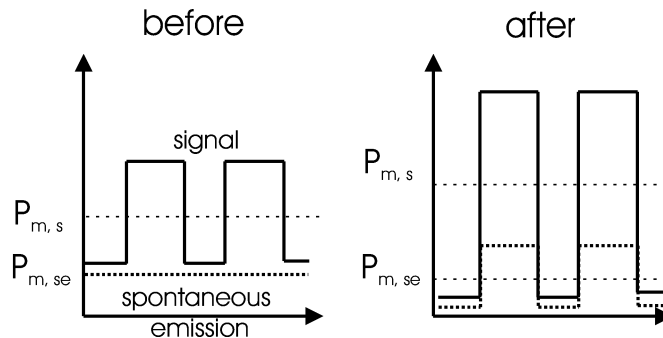
Figuur 5.34: Uitgangssignaal van de regenerator en de geïnduceerde chirp

van het signaal af. Door zwevingen tussen de spontane emissie en het signaal en zwevingen tussen de verschillende frequentiecomponenten van de spontane emissie neemt de ruis toe. Bij een voldoende hoog signaalvermogen zijn de zwevingen tussen het signaal en de spontane emissie dominant [7]. Dit heeft als gevolg dat enkel de spontane emissie in de buurt van de signaalgolflengte meespeelt. Enkel deze zwevingen vallen binnen de relevante signaalbandbreedte. Bij doorgang van een signaal met ruis als gevolg van deze zwevingen door een 2R-regenerator kunnen de fluctuaties afnemen. De transferfunctie vlakt immers af bij hoge vermogens. Dit is het gevolg van het feit dat beide armen reeds gesatureerd zijn. Indien de ruis is afgenomen, wil dit dus zeggen dat het signaal is gemoduleerd door het tijdsafhankelijke faseverband tussen het signaal en de spontane emissie. Deze tijdsafhankelijke versterking verlaagt de ruis maar moduleert ook de fase van het signaal. De ruis is dus vertaald van een vermogenvariatie naar fasevariatie. Door deze niet-lineaire werking wordt de ruis dus een deel van het signaal en kan er niet langer meer gesproken worden van een OSNR die onmiddellijk kan verbonden worden met een zeker mate van ruis. De OSNR na de regenerator is dus geen indicatie meer voor de ruis op het signaal. In het artikel [10] werd de stijging van de OSNR (na golflengteconversie naar een signaal met hoge OSNR) van het uitgangssignaal aangehaald als een argument voor het groot houden van de afstand tussen 2 regeneratoren in een netwerk. Dit houdt dus geen steek.

5.9 Verbetering OSNR door een regenerator

Een 2R-regenerator op basis van een doorgangsschema kan nooit leiden tot een stijging van de werkelijke OSNR van het datasignaal aangezien de drager behouden blijft. De regenerator zal zelfs ruis toevoegen zodat de OSNR afneemt. Aangezien echter de experimentele OSNR een gemiddelde verhouding weergeeft tussen het signaalvermogen en de spontane emissie in de buurt van het signaal is het mogelijk dat de OSNR lichtjes toeneemt na een regenerator. Dit is het gevolg van het feit dat, als de oorzaak van de ruis afkomstig is van toegevoegde spontane emissie bij het signaal, er evenveel spontane emissie toegevoegd wordt bij het '0'-niveau als bij het '1'-niveau. Als het signaal door de regenerator is gepropageerd kan

de extinctieverhouding toegenomen zijn. Dit impliceert dat het '1'-niveau meer versterkt werd dan het '0'-niveau. Aangezien de spontane emissie dezelfde vermogenafhankelijke versterking voelt, wordt deze meegemoduleerd. Dit effect heeft een grotere invloed op het gemiddeld vermogen van spontane emissie dan van het signaal en leidt dus tot een stijging van de OSNR.

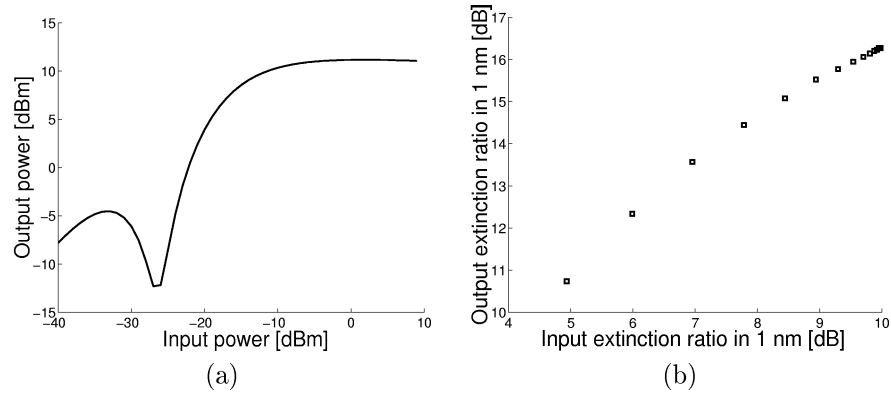


Figuur 5.35: Invloed van regeneratiecurve op signaal en spontane emissie

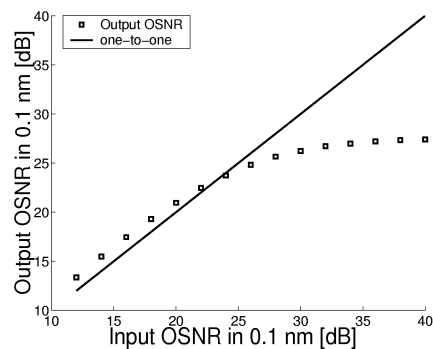
In de simulaties werd verondersteld dat de transfercurve perfect gevolgd wordt door het datasignaal d.w.z. dat een lage bitsnelheid verondersteld wordt. Figuur 5.36 (a) toont de transfercurve van een MZI. Het vermogen van hetingangssignaal is zo gekozen dat een maximale extinctieverbetering behaald wordt met de gegeven transfercurve. De extinctieverhouding van hetingangssignaal is vast verondersteld en gelijk aan 10 dB, vòòr toevoeging van ruis. De OSNR is berekend binnen een bandbreedte van 0.1 nm. De extinctieverhouding is berekend na een filter van 1 nm. Bij een lage OSNR is de extinctieverhouding dus veel lager dan dat van het signaal. Figuur 5.36 (b) toont de extinctieverhouding aan de uitgang van de regenerator, rekening houdend met de ruis toegevoegd door de SOAs in de regenerator. In Figuur 5.37 wordt de OSNR van het uitgangssignaal vergeleken met deze van hetingangssignaal. Hieruit blijkt dat de OSNR kan toenemen als de OSNR van hetingangssignaal voldoende laag is. De simulaties tonen een verbetering van 1.5 dB. Bij een hogere OSNR aan de ingang neemt de ruis die toegevoegd wordt door de SOAs van de regenerator de bovenhand en neemt de OSNR af.

5.10 Besluit

In dit hoofdstuk werd een nieuw type 2R-regenerator voorgesteld die is gebaseerd op een interferometer met een monomodale SOA in een arm en in de andere arm een monomodale SOA, deels vervangen door een 1X1 MMI-SOA. De simulatie-resultaten zijn samengevat in sectie 5.3. Deze simulaties voorspelden een sterk niet-lineaire stapvormige transferfunctie. Verder werd het dynamisch gedrag van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA vergeleken aan de hand van zowel klein- als grootsignaal simulaties. Hieruit werd duidelijk dat het verschil verwaar-



Figuur 5.36: (a) Transferfunctie van de regenerator (b) Verbetering van de extinctieverhouding



Figuur 5.37: Verandering van de OSNR na propagatie door een regenerator

loosbaar is als beide SOAs zich in een vergelijkbare mate van saturatie bevinden. Er spelen dus geen laterale effecten een belemmerende rol. De 1X1 MMI-SOA kan dus ingeschakeld worden in componenten met het oog op werking bij hoge snelheden.

In sectie 5.4 werden statische en dynamische meetresultaten weergegeven van de voorgestelde component in een Mach-Zehnder-interferometer configuratie. Statische resultaten bevestigen de simulaties. Er werden dynamische meetresultaten uitgevoerd bij 2.5 Gb/s. Metingen van oogdiagrammen tonen de mogelijkheid aan van een sterke verbetering van de extinctieverhouding van hetingangssignaal. BER-metingen, uitgevoerd bij eenzelfde bitsnelheid, bevestigen de regenererende werking van de component.

De metingen op de regenerator in een Michelson-interferometer configuratie werden samengevat in sectie 5.5. Statische meetresultaten vertonen opnieuw het sterk niet-lineaire stapvormige gedrag. Vervolgens werd de component getest op

zijn regenererende mogelijkheden voor een ingangssignaal met een gedegradeerde extinctieverhouding bij een bitsnelheid van 2.5 Gb/s. Een verbetering van de ontvangersgevoeligheid van 4.5 dB werd opgemeten. Een signaal dat werd gedegrademd door de toevoeging van ruis, werd ook als ingangssignaal gebruikt. Oogdiagrammen vertonen een duidelijke afname van de ruis op het '1'-niveau. BER-metingen onthullen een verbetering van de ontvangersgevoeligheid van 6 dB.

In sectie 5.6 werden kleinsignaalmetingen op de component theoretisch geverifieerd aan de hand van een 1-sectiemodel voor de SOAs. De metingen tonen aan dat in het lage vermogensgebied de snelheid van de regenerator voornamelijk bepaald wordt door de monomodale SOA. Bij hoge vermogens wordt de dynamica van de MMI-SOA dominant. Verder weken de metingen af van de verwachte resultaten als gevolg van reflecties aan de facetten. In secties 5.7, 5.8 en 5.9 werden verschillende bedenkingen gemaakt die specifiek zijn voor een 2R-regenerator die gebaseerd is op een doorgangsschema.

Bibliografie

- [1] M. Zhao, G. Morthier, and R. Baets, "Demonstration of extinction ratio improvement from 2 to 9 dB and intensity noise reduction with the MZI-GCSOA all-optical 2R regenerator", *Photonics Technology Letters*, Vol. 14, pp. 992-994, 2002
- [2] D. Wolfson, T. Fjelde, A. Kloch, C. Janz, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt and M. Renaud, "Experimental investigation at 10 Gb/s of the noise suppression capabilities in a pass-through configuration in SOA-based interferometric structures", *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp. 837-839, 2000
- [3] N. Storkfeldt, B. Mikkelsen, D. S. Olesen, M. Yamaguchi and K. E. Stubkjaer, "Measurement of carrier lifetime and linewidth enhancement factor for 1.5 μm ridge-waveguide laser amplifier", *Photonics Technology Letters*, Vol. 3, pp. 632-634, 1995
- [4] C. Joergensen, S. L. Danielsen, K.E. Stubkjaer, M. Schilling, K. Daub, P. Doussi re, F. Pommerau, P.B. Hansen, H.N. Poulsen, A. Kloch, M.Vaa, B. Mikkelsen, E. Lach, G. Laube, W. Idler and K. Wunstel, "All-optical wavelength conversion at bit rates above 10 Gb/s using semiconductor optical amplifiers", *Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 3, pp.1168-1179, 1997
- [5] X. Pan, T.L. Koch, "Intensity noise characteristics of a Mach-Zehnder wavelength converter", *Photonics Technology Letters*, Vol. 7, pp. 1276-1278, 1995
- [6] Liu T., Obermann K., Petermann K., Girardin F., Guekos G., "Effect of saturation caused by amplified spontaneous emission on semiconductor optical amplifier performance", *Electronics Letters* Vol.33 pp. 2042-2043, 1997
- [7] N.A. Olsson, "Lightwave systems with optical amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 7, pp. 1071-1082, 1989
- [8] F. Girardin, G. Guekos and A. Houbavlis, "Gain recovery of bulk semiconductor optical amplifiers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 10, pp. 784-786 1998
- [9] B. Dagens, C. Janz, D. Leclerc, V. Verdrager, F. Poingt, I. Guillemot, F. Gaborit and D. Ottenw lder, "Design optimization of all-active Mach-Zehnder wavelength converters", *Photonics Technology Letters*, Vol. 11, pp. 424-426, 1999
- [10] D. Wolfson, A. Kloch, T. Fjelde, C. Janz, B. Dagens and M. Renaud, "40 Gb/s all-optical wavelength conversion, regeneration and demultiplexing in an SOA-based all-active Mach-Zehnder interferometer", *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp. 332-324, 2000

Hoofdstuk 6

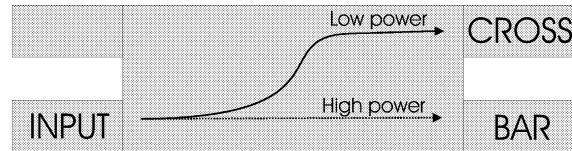
Optische regeneratie op basis van een 2X2 MMI-SOA

6.1 Inleiding

De meest gekende SOA-gebaseerde interferometrische golflengte-omzetter en regeneratoren zijn steeds gebaseerd op een Mach-Zehnder of een Michelson interferometer. Er wordt dan steeds gebruik gemaakt van 2 onafhankelijk aanstuurbare SOAs in beide armen. Dit maakt het mogelijk de stromen zo in te stellen dat, bij een bepaald ingangsvormen, destructieve interferentie optreedt tussen beide bundels aan de uitgang van de interferometer zodat er een sterke optisch-geïnduceerde schakeling ontstaat met een groot aan/uit-contrast. Bij het gebruik van multimodale golfgeleiderstructuren kunnen de verschillende modi echter zodanig geëxciteerd worden dat de onderlinge interferentie leidt tot gelokaliseerde destructieve interferentie binnen de multimodale golfgeleider. Dit is bvb. zo bij een directionele koppelaar en bij een MMI. Deze componenten bezitten dus een ingebouwde destructieve interferentie bij een juiste positionering van de uitgangsgolfgeleider. Als deze componenten willen gebruikt worden als golflengte-omzetter of regenerator, zijn dus geen 2 onafhankelijk aanstuurbare secties meer vereist. De directionele koppelaar werd voorgesteld als golflengte-omzetter in [1]. Deze component is echter heel gevoelig voor afwijkingen op de breedte van de golfgeleiders bij fabricage en is ook sterk polarisatie-afhankelijk. De MMI heeft een superieur gedrag ten opzichte van de directionele koppelaar wat deze 2 factoren betreft [2]. In dit hoofdstuk worden de niet-lineaire schakeleigenschappen van de MMI bestudeerd met als toepassing 2R-regeneratie in een doorgangsschema.

6.2 Principe

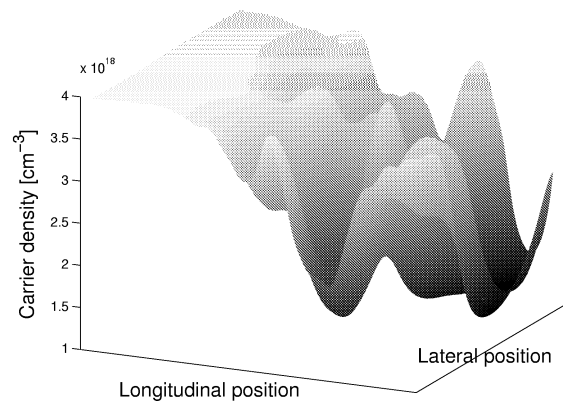
De lengte van de MMI correspondeert met de koppelingslengte van licht uit de ingangsgolfgeleider naar de 'cross'-uitgangsgolfgeleider. Dit wil zeggen dat, in het lineair regime, er geen licht komt uit de 'bar'-uitgangsgolfgeleider. Als het ingangsvormen toeneemt, ontstaat er lokale saturatie binnen de golfgeleider. Dit veroorzaakt een storing op het complexe brekingsindexprofiel. Deze storing indu-



Figuur 6.1: Principiële werking van de 2X2 MMI-SOA gebaseerde regenerator

ceert de koppeling tussen de geleide modi van de ongestoorde golfgeleider en beïnvloedt de propagatieconstanten op een mode-afhankelijke wijze. Door deze twee effecten verandert de interferentie tussen de geleide modi en ontstaat er een andere veldverdeling aan het einde van de MMI. Dit zorgt voor koppeling van licht naar de 'bar'-uitgangsgolfgeleider, zie figuur 6.1. Deze koppeling neemt toe naarmate het ingangsvermogen stijgt en zorgt voor een sterk niet-lineair verband tussen de in- en uitgang. Deze niet-lineariteit, kan aangewend worden voor de omvorming van een gedegeerd ingangssignaal tot een beter signaal. De component werkt dus als regenerator.

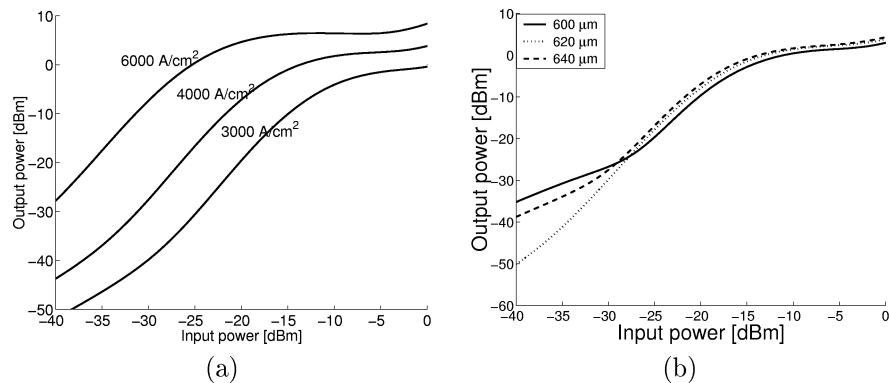
6.3 Ontwerp en simulatieresultaten



Figuur 6.2: Ladingsdragersverdeling in de 2X2 MMI-SOA bij een ingangsvermogen van -10 dBm en een stroomdichtheid van 6000 A/cm^2

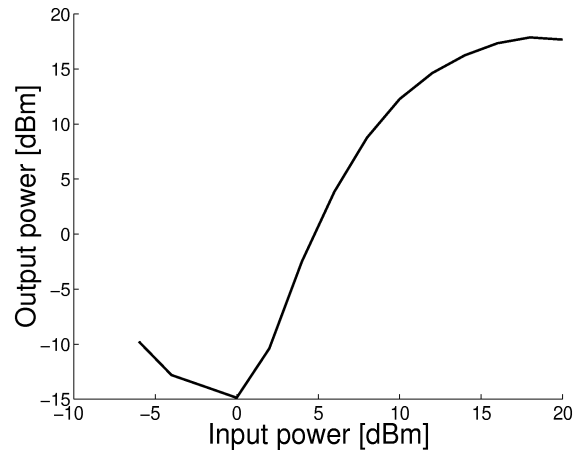
Zoals in hoofdstuk 3 duidelijk werd, moet de actieve laag even breed zijn als de golfgeleiderrib opdat de MMI in zijn lineaire regime een zelfde werking kan verkrijgen als de passieve MMI. Daarom werd een eindige actieve laag verondersteld met verwaarloosbare oppervlakterecombinatie aan de randen van de actieve laag. De breedte van de MMI is $8 \mu\text{m}$ en de in- en uitgangsgolfgeleiders zijn $3 \mu\text{m}$ breed. Deze brede toegangsgolfgeleiders zorgen voor de excitatie van de laagste orde modi

en leidt tot een zelf-afbeelding naar de ‘cross’-uitgangsgolfgeleider die behouden blijft over een lange afstand. Aangezien de optimale zelf-afbeeldingsafstand afhangt van de polarisatie, de golflengte en de breedte van de MMI kan een grote tolerantie op de lengte onmiddellijk vertaald worden naar een tolerantie van één van de vermelde parameters. De volgende simulaties werden uitgevoerd met de parameterwaarden die zijn opgesomd in tabel 6.1. Versterkte spontane emissie (Amplified Spontaneous Emission (ASE)) werd niet in rekening gebracht. Ter illustratie van de geïnduceerde niet-uniformiteit van de ladingsdragersverdeling in de MMI-SOA, wordt in figuur 6.2 de distributie weergegeven bij een ingangsvermogen van -10 dBm en een stroomdichtheid van 6000 A/cm². De gesimuleerde transferfuncties als functie van de lengte en de stroom zijn weergegeven in figuren 6.3 (a) en (b). De figuren tonen het vermogen dat gekoppeld wordt in de fundamentele mode van de ‘bar’-uitgangsgolfgeleider als functie van het ingekoppelde vermogen via de fundamentele mode van de ingangsgolfgeleider. De transferfunctie vertoont een sterk stijgend gedrag bij toenemende vermogens en vlakt uiteindelijk af. Dit maakt een toename mogelijk van de extinctieverhouding met simultane ruisredistributie op het ‘1’-niveau. Door variatie van de stroom kan de curve verschoven worden, zoals blijkt uit figuur 6.3 (a). De lengte-afhankelijkheid is weergegeven in figuur 6.3 (b). Hieruit blijkt dat, over een bereik van 40 μm , de component goed werkt.



Figuur 6.3: (a) Transferfunctie bij verschillende stroomdichtheden en een MMI-lengte van 635 μm (b) Transferfunctie bij verschillende lengte van de MMI en een stroomdichtheid van 4000 A/cm²

Een tweede werkingsgebied bevindt zich bij heel hoge ingangsvermogens en een iets langere MMI met een lengte van ongeveer 680 μm . Indien de differentiële winst gelijk wordt gesteld aan $2.7 \cdot 10^{-16}$ cm², wat impliceert een chirpparameter van 5.3 , wordt de transferfunctie voor een stroomdichtheid van 6000 A/cm² zoals weergegeven in figuur 6.4. De transferfunctie vertoont dus het gewenste digitale gedrag maar bij te hoge ingangsvermogens. Aan werking in dit regime wordt dus verder geen aandacht besteed.

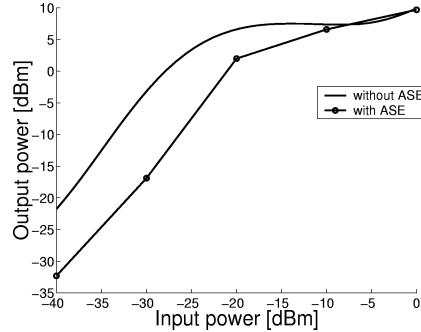


Figuur 6.4: Transferfunctie in het gebied van hoog vermogen voor een MMI-SOA met lengte $680 \mu\text{m}$ en een stroomdichtheid van 6000 A/cm^2

6.4 Invloed van versterkte spontane emissie op werking 2X2 MMI-SOA

De ASE binnen een bandbreedte van 20 nm werd in rekening gebracht. Over deze bandbreedte werd dezelfde winst verondersteld als deze van het signaal. Figuur 6.5 toont de simulatieresultaten met en zonder het in rekening brengen van de ASE, voor een stroomdichtheid van 6000 A/cm^2 . Uit deze simulatieresultaten blijkt dat ASE een beperkte invloed heeft op de vorm van de transferfunctie. De transferfunctie verschuift echter wel naar hogere ingangsvermogens. Aangezien de ASE de gehele component satureert, fungeert deze als een reservoir. Allereerst moet de ASE afnemen door saturatie via het ingangssignaal. Dan pas zal de niet-lineaire werking, geïnduceerd door het signaal, toenemen. De signaalvermogensdistributie en de vermogensdistributie van de voor- en achterwaarts propagerende ASE bij een ingangsvermogen van -10 dBm en 10 dBm zijn weergegeven in figuren 6.6 (a)-(f). Hier wordt het duidelijk hoe de spontane emissie zich gaat concentreren waar het signaal zich niet bevindt.

De invloed van dit gedrag van de ASE op de uiteindelijke Optische signaal-ruis verhouding (Optical Signal to Noise Ratio (OSNR)) werd gesimuleerd. Voor een ingangs-OSNR van 40 dB bij een bandbreedte van 0.1 nm, werd de uitgangs-OSNR berekend voor verschillende ingangsvermogeniveaus. Uit deze resultaten blijkt dat de OSNR van het signaal uit de 'bar'-uitgangsgolfgeleider steeds heel wat lager is dan deze van het signaal uit de andere uitgangsgolfgeleider. Dit is het gevolg van de weinig efficiënte verschuiving van de 'cross'- naar de 'bar'-uitgangsgolfgeleider en het simultaan gevolg dat dus steeds het meeste ASE vermogen koppelt naar de 'bar'-uitgangsgolfgeleider, zoals duidelijk in figuur 6.7 (b).



Figuur 6.5: Transferfunctie van een MMI-SOA met en zonder versterkte spontane emissie

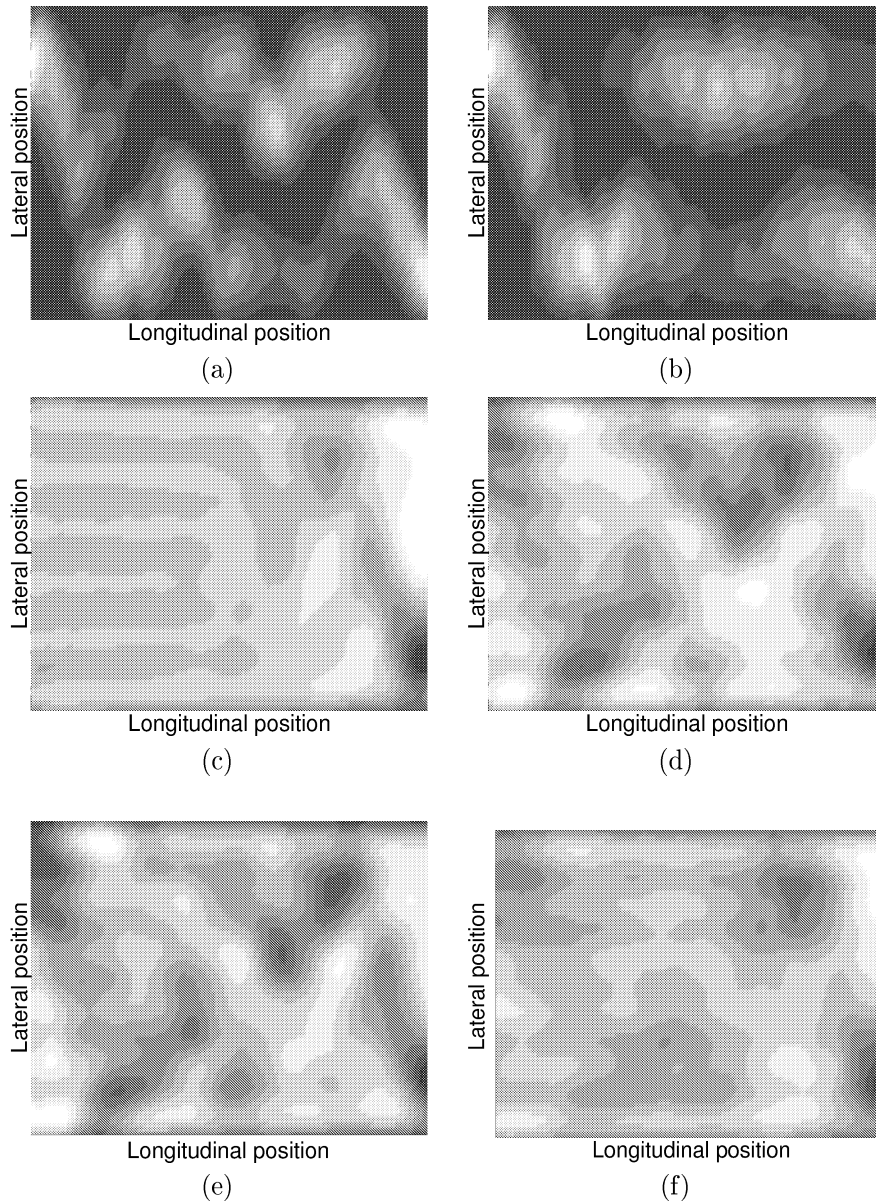
Parameter	Symbol	Waarde
Effectieve index onder de rib	n_r	3.27
Effectieve index van de cladding	n_c	3.17
Differentiële winst	a	$4.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Dikte actieve laag	d	64 nm
Opsluitingsfactor	Γ	0.14
Unimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	A	$1.67 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Elektronenconcentratie bij transparantie	N_0	10^{18} cm^{-3}
Bimoleculaire recombinatiecoëfficiënt	B	$10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Auger recombinatiecoëfficiënt	C	$6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
Anti-geleidingsfactor	β	$-1.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$
Effectieve diffusiecoëfficiënt	D_{eff}	$10 \text{ cm}^2/\text{s}$

Tabel 6.1: Parameterlijst

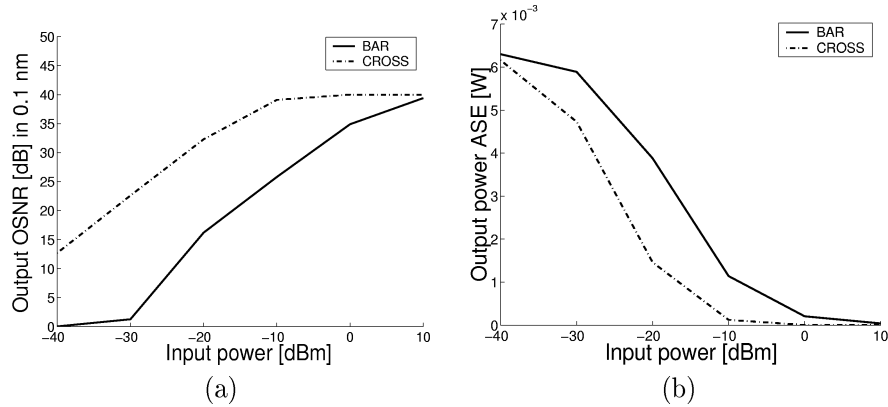
6.5 Finale ontwerpoverwegingen

Aangezien de effectieve index benadering te grof is voor het ontwerp van MMIs, werd een 3-dimensionale solver, Fimmwave, gebruikt om de exacte lengte te bepalen. Het resultaat van de koppeling van de fundamentele mode van de ingangsgolfsgeleider naar die van de 'bar'-uitgangsgolfsgeleider is weergegeven als functie van de lengte in figuur 6.8 voor TE-gepolariseerd licht. De golfsgeleider is door de actieve laag geëtsd en heeft de lagenstructuur zoals ontworpen in hoofdstuk 4. De optimale lengte bevindt zich dus rond $550 \mu\text{m}$.

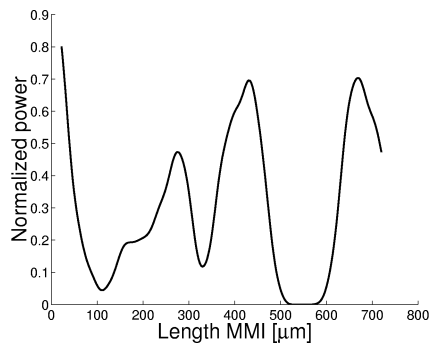
In de praktijk werd de MMI zelf diep geëtsd om stroomspreiding te vermijden en werden de in- en uitgangsgolfsgeleiders ondiep geëtsd om de aanwezigheid van hogere orde geleide modi te minimaliseren. Aangezien de MMI-lengte gelijk is aan 4 maal de zelfafbeeldingsafstand van een centraal gepositioneerde golfsgeleider naar een uitgangsgolfsgeleider op dezelfde positie, moet er ook rekening worden gehou-



Figuur 6.6: (a) Genormaliseerde veldverdeling bij een ingangsvermogen van -10 dBm (b) Genormaliseerde veldverdeling bij een ingangsvermogen van 10 dBm (c) Genormaliseerde distributie van de voorwaarts propagerende spontane emissie bij een ingangsvermogen van -10 dBm (d) Genormaliseerde distributie van de voorwaarts propagerende spontane emissie bij een ingangsvermogen van 10 dBm (e) Genormaliseerde distributie van de achterwaarts propagerende spontane emissie bij een ingangsvermogen van -10 dBm (f) Genormaliseerde distributie van de achterwaarts propagerende spontane emissie bij een ingangsvermogen van 10 dBm



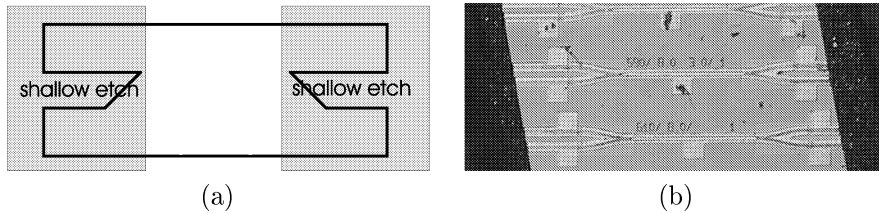
Figuur 6.7: (a) Optische signaal tot ruis verhouding aan beide uitgangen als functie van het ingangsvermogen (b) Hoeveelheid versterkte spontane emissie aan beide uitgangen als functie van het ingangsvermogen



Figuur 6.8: Koppeling van fundamentele mode aan de ingang naar de fundamentele mode in de 'bar' uitgangsgolfguideerder als functie van de lengte van de MMI

den met resonanties tussen de MMI-facetten [3]. Daarom gebeurt de overgang tussen de twee etsdiepten $10 \mu\text{m}$ binnen de MMI, zodat het brekingsindexcontrast aan de MMI-facetten voldoende klein blijft en dus ook de reflecties beperkt blijven, zie figuur 6.9 (a). Daarbovenop werden de MMI-facetten tussen de toegangsgolfguideerders getilt over een hoek van 45° . Om de invloed van de onzekerheid op de exacte golfguideerbreedte bij fabricage op te vangen werden verschillende lengtes op het masker geplaatst. Aangezien de lengte direct gerelateerd is met de breedte van de MMI moet slechts 1 van deze parameters gevarieerd worden. Om actief-passief integratie te vermijden, werd de gehele component gefabriceerd met dezelfde lagenstructuur. De in- en uitgangsgolfguideerders met een passieve functie zijn actief en vereisen stroom om transparantie te bereiken van het datasignaal. Figuur 6.9 (b) toont een foto van de MMI-SOA chip. Op het masker werd de

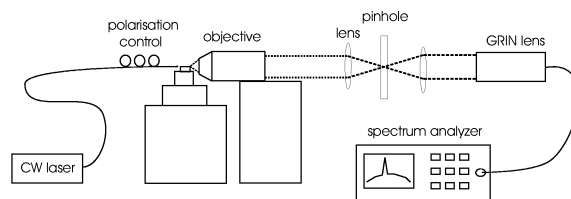
lengte van de MMI gevarieerd van 500 tot 650 μm .



Figuur 6.9: (a) Middelen voor de minimalisatie van de reflectiviteit aan de MMI-facetten (b) Foto van de MMI-SOA chip

6.6 Meetresultaten

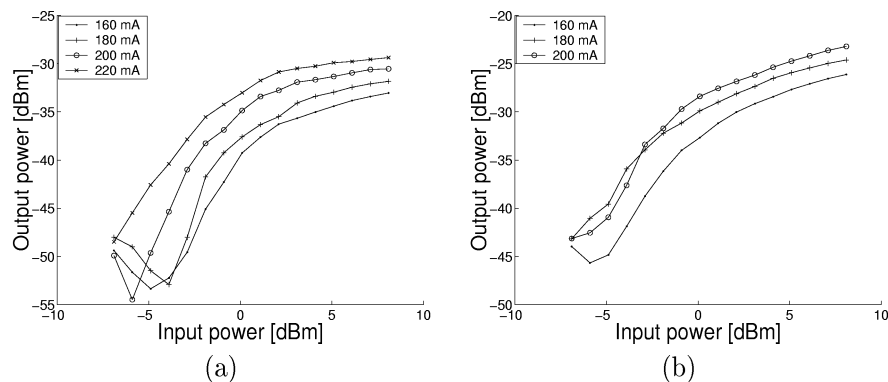
6.6.1 Statische meetresultaten



Figuur 6.10: Vrije ruimte meetopstelling

De statische meetresultaten werden uitgevoerd op een vrije ruimte propagatie opstelling. Figuur 6.10 geeft het schema van de opstelling. De stippellijn toont het pad van het licht. Het ingangsvermogen wordt geregeld via de stroominstelling van de laser. De polarisatie van het licht wordt gecontroleerd met behulp van polarisatiewieltjes. Dit licht wordt dan in de component gekoppeld via een gelense vezel en uitgekoppeld met behulp van een objectief. De gecollimeerde bundel na het objectief wordt opnieuw gefocust via een lens en gaat door een klein gaatje (pinhole), dit om het strooilicht weg te filteren. Na deze pinhole wordt het licht opnieuw gecollimeerd en via een GRIN(graded index) lens in een singlemode vezel gekoppeld. Dit signaal wordt dan naar de optische spectrum analyser gestuurd waarmee het vermogen bij de signaalgolflengte wordt opgemeten met een resolutie van 0.1 nm. De statische transferfuncties werden opgemeten als functie van de lengte van de MMI, de stroom en de golflengte. De stromen door de in- en uitgangsgolfeleiders werden constant gehouden en zijn respectievelijk gelijk aan 30 mA en 6 mA. De ingangsgolfeleider doet nog dienst als versterker van het inkomende signaal. De uitgangsgolfeleider wordt aangestuurd rond transparantie zodat dit deel van de component geen storende invloed heeft op het signaal.

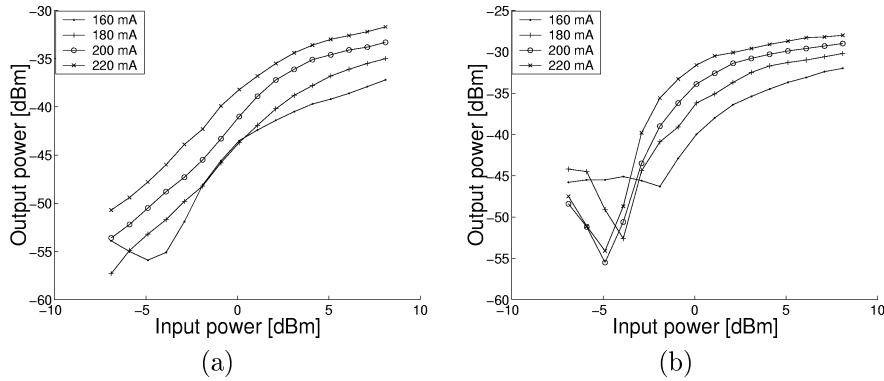
Figuur 6.11 (a) toont de transfercurves van een MMI met een lengte van $570 \mu\text{m}$ voor verschillende stromen bij een golflengte van 1555 nm . Uit deze metingen wordt duidelijk dat de curve kan verschoven worden door variatie van de stroom en dat de karakteristiek een steil gedrag vertoont met een snelle afvlakking naar hoge vermogens toe. Figuur 6.11 (b) toont de resultaten voor een MMI met lengte $550 \mu\text{m}$ bij eenzelfde golflengte. De resultaten zijn analoog. Figuur 6.12 (a) en (b) tonen de resultaten met dezelfde component bij een golflengte van respectievelijk 1545 nm en 1560 nm . Hieruit blijkt dat de MMI een goed gedrag vertoont over een golflengtebereik van minstens 15 nm . De transferfunctie is steiler bij langere golflengten. Dit is het gevolg van de toegenomen chirpparameter. Verder neemt de regeneratiecurve in bepaalde gevallen opnieuw toe bij afnemende vermogens. Dit is niet in overeenstemming met de gesimuleerde resultaten. In hoofdstuk 3 geven simulaties aan dat oppervlakterecombinatie een grote invloed kan hebben op de zelfafbeeldingseigenschappen van een MMI-SOA vanaf waarden voor de oppervlakterecombinatiesnelheid hoger dan 10^4 cm/s . In hoofdstuk 4 blijken theoretische voorspellingen van drempelstroomdichtheden van diep geëtste lasers echter het best te corresponderen met opgemeten waarden als de oppervlakterecombinatiesnelheid gelijk wordt gesteld aan 10^5 cm/s . Daarom werd het niet-lineaire gedrag van een 2×2 MMI-SOA gesimuleerd met deze waarde. De resultaten zijn weergegeven in figuur 6.13 voor verschillende lengtes van de MMI en een stroomdichtheid van 6000 A/cm^2 . Deze curves leunen dicht bij de experimentele resultaten.



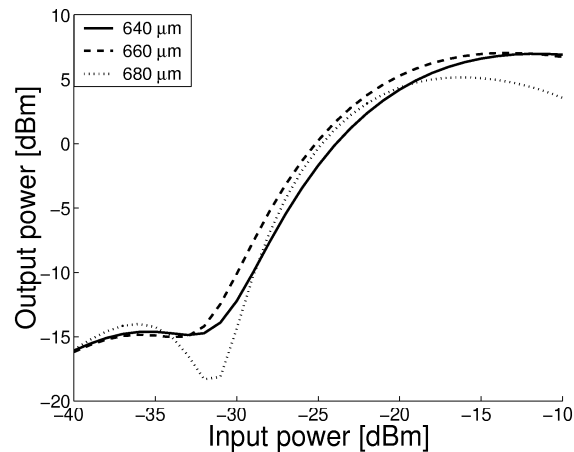
Figuur 6.11: (a) Statische transferfunctie voor een MMI met lengte $570 \mu\text{m}$ bij een golflengte van 1555 nm (b) Statische transferfunctie voor een MMI met lengte $550 \mu\text{m}$ bij een golflengte van 1555 nm

6.7 Dynamische meetresultaten

De dynamische metingen werden uitgevoerd in het onderzoekscentrum COM te Kopenhagen (Denemarken).



Figuur 6.12: (a) Statische transferfunctie voor een MMI met lengte $550 \mu\text{m}$ bij een golflengte van 1545 nm (b) bij een golflengte van 1560 nm

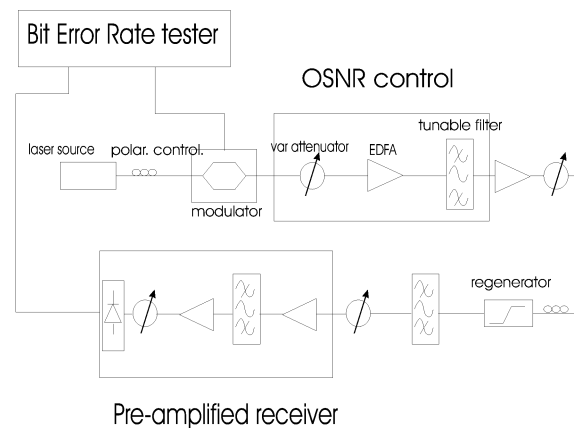


Figuur 6.13: Gesimuleerde transferfunctie van een 2×2 MMI-SOA met $S=10^5 \text{ cm/s}$ voor verschillende lengtes en een stroomdichtheid van 6000 A/cm^2

6.7.1 Optische regeneratie van Non-Return-to-Zero signalen bij 1 Gb/s

Ter verificatie van de regenererende mogelijkheden met de MMI-SOA, werden dynamische metingen uitgevoerd. De meetopstelling is weergegeven in figuur 6.14. Een 'Continuous Wave' (CW)-signaal, met een golflengte van 1555 nm , wordt gemoduleerd door een polarisatiegevoelige modulator met een PRBS-sequentie van $2^{31} - 1$. De kwaliteit van het ingangssignaal wordt bepaald door de hoeveelheid attenuatie vòr de eerste EDFA. Hoe lager het invallend vermogen hoe lager de OSNR en dus hoe meer de ruis toeneemt die afkomstig is van de zwevingen tus-

sen het datasignaal en de spontane emissie. Na de EDFA werd een filter (3-dB bandbreedte: 1 nm) geplaatst om de overbodige ruis te elimineren. Na de tweede EDFA werd er geen filter meer gebruikt aangezien zijn ingangsvermogen reeds zo hoog is dat de EDFA satureert. Vooraleer het signaal in de component gekoppeld wordt met een gelensde vezel, kan het vermogen geregeld worden door een extra attenuator. Het uitgekoppelde licht werd opnieuw door een filter gestuurd (3-dB bandbreedte: 1 nm) om het signaal van de overbodige ruis te ontdoen en werd dan naar de voorversterkte ontvanger geleid. Als maatstaf voor de kwaliteit

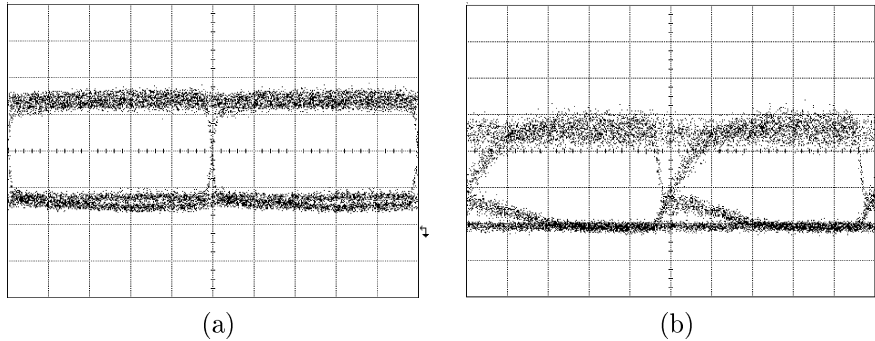


Figuur 6.14: Meetopstelling voor de dynamische metingen

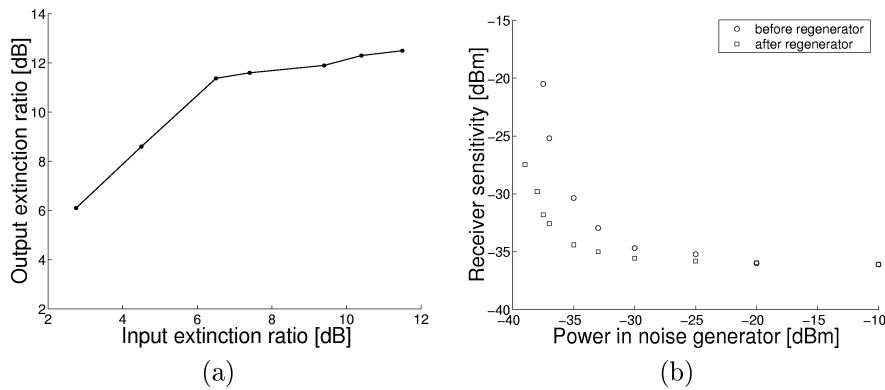
van het signaal wordt het minimaal vereiste vermogen, invallend op de detector genomen om een Bit-Error-Rate (BER) van 10^{-9} te halen. Voor deze metingen werd de MMI met lengte $550 \mu\text{m}$ gebruikt. Het minimaal vereiste vermogen aan de detector werd opgemeten voor het signaal vòr en na de regenerator. Indien er minder vermogen nodig is om een BER van 10^{-9} te bereiken na de regenerator, is de signaalkwaliteit verbeterd. Dit kan het gevolg zijn van een toegenomen extinctieverhouding of door een afgenomen ruis op één van de niveaus.

Figuur 6.15 toont de oogdiagrammen van het in- en uitgangssignaal van de regenerator. Hieruit wordt duidelijk dat de extinctieverhouding tussen het '0' en '1'-niveau toeneemt. De ruis op het '1'-niveau neemt echter lichtjes toe. De transities tussen het '0'- en het '1'-niveau verlopen vrij traag met een stijgtijd van ongeveer 300 ps en een daaltijd van de orde 400 ps. Hieruit wordt al duidelijk dat een goede werking bij hoge bitsnelheden van Non-Return-to-Zero (NRZ) signalen niet kan bereikt worden met deze component. De mogelijkheid tot verbetering van de extinctieverhouding is weergegeven in figuur 6.16 (a).

De mogelijkheid tot een verbetering van de ontvangersgevoeligheid, is weergegeven in figuur 6.16 (b) voor verschillende vermogens in de ruisgenerator. Hieruit blijkt dat bij vermogens van minder dan -30 dBm in de eerste EDFA, de ontvangersgevoeligheid van het uitgangssignaal beter wordt dan die van het ingangssignaal. Het verschil neemt toe naarmate het invallend vermogen in de ruisgenerator

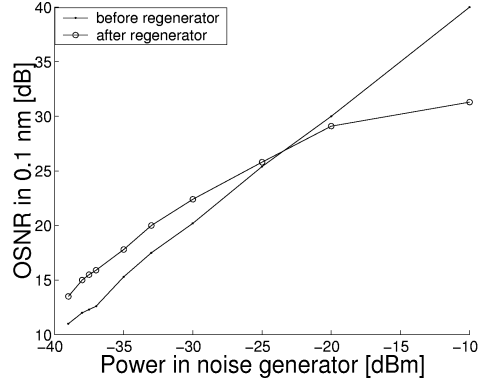


Figuur 6.15: (a) Oogdiagram vòòr de regenerator en (b) na de regenerator (Tijdsindeling 200 ps/div)



Figuur 6.16: (a) Extinctieverhouding vòòr en na de regenerator (b) Ontvangersgevoeligheid voor en na de regenerator

afneemt. Verder kan ook opgemerkt worden dat de regenerator de kwaliteit niet verlaagt van een perfect signaal, een signaal dat je verkrijgt bij koppeling van een hoog vermogen in de EDFA. Figuur 6.17 toont de optische signaal-ruis verhouding van het signaal aan de in- en uitgang van de regenerator. Deze meting staft de bekomen simulaties, namelijk dat de OSNR heel wat afneemt. Dit is dus het gevolg van de niet zo efficiënte koppeling naar de 'bar'-uitgangsgolfgeleider. Opmerkelijk is wel de toename van OSNR bij lage vermogens. Dit heeft deels als oorzaak dat de actieve lagenstructuur bestaat uit 'compressively strained' quantum wells. Deze laag versterkt voornamelijk TE-gepolariseerd licht. De TM-gepolariseerde spontane emissie wordt dus deels gefilterd door de component en zorgt dus maximaal voor een verbetering in OSNR van 3 dB. De OSNR kan echter ook toenemen onafhankelijk van dit effect. Dit verschijnsel werd theoretisch uitgewerkt in sectie 5.9.



Figuur 6.17: Optische signaal tot ruis verhouding vòr en na de regenerator

6.7.2 Optische regeneratie van Return-to-Zero signalen bij 10 Gb/s

Voor de dynamische metingen met Return-to-Zero (RZ)-signalen wordt de laserbron vervangen door een ‘gain-switched’ laser. Die zendt pulsen uit met een breedte van 20 ps met een frequentie van 10 GHz en een golflengte van 1554 nm. Deze pulstrein werd gemoduleerd met een PRBS sequentie van $2^{31} - 1$. Dezelfde metingen werden uitgevoerd als deze in de vorige sectie. Als hetingangssignaal sterk geattenuëerd wordt vòr de ruisgenerator neemt het ‘0’-niveau toe als gevolg van de toegevoegde ruis door de eerste EDFA. In dit geval kan de extinctieverhouding verbeterd worden. Figuur 6.19 (a) toont het oogdiagram na de ruisgenerator bij een ingangsvormogen van -35 dBm. Het oogdiagram na de regenerator wordt weergegeven in figuur 6.19 (b). De extinctieverhouding neemt toe van 7 dB tot meer dan 11 dB. Deze verbetering kan niet het gevolg zijn van een filterend effect van de MMI-SOA voor de TM gepolariseerde spontane emissie, zoals blijkt uit volgende afleiding. Veronderstel een extinctieverhouding van hetingangssignaal van de ruisgenerator:

$$10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_1}{P_0} \right) = 14 \quad (6.1)$$

Extinctieverhouding van het signaal na de ruisgenerator wordt:

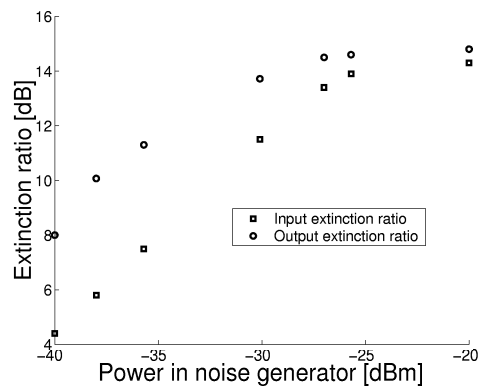
$$10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_1 + P_{ASE}}{P_0 + P_{ASE}} \right) = 7 \quad (6.2)$$

Extinctieverhouding van het signaal na filteren van TM gepolariseerd licht wordt dan:

$$10 \cdot \log_{10} \left(\frac{P_1 + P_{ASE}/2}{P_0 + P_{ASE}/2} \right) = 7.8 \quad (6.3)$$

Een filterend effect van de component heeft dus slechts een beperkte invloed op de verbetering van de extinctieverhouding. De opgemeten verbetering is dus

wel degelijk het gevolg van de niet-lineaire werking van de regenerator. Figuur 6.18 toont de in- en uitgangsextinctieverhoudingen voor verschillende ingangsvormogens in de ruisgenerator.

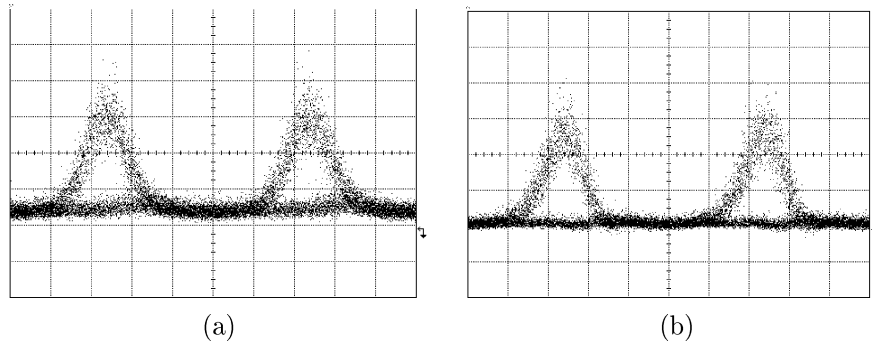


Figuur 6.18: In- en uitgangsextinctieverhouding als functie van het invallend vermogen aan de ruisgenerator

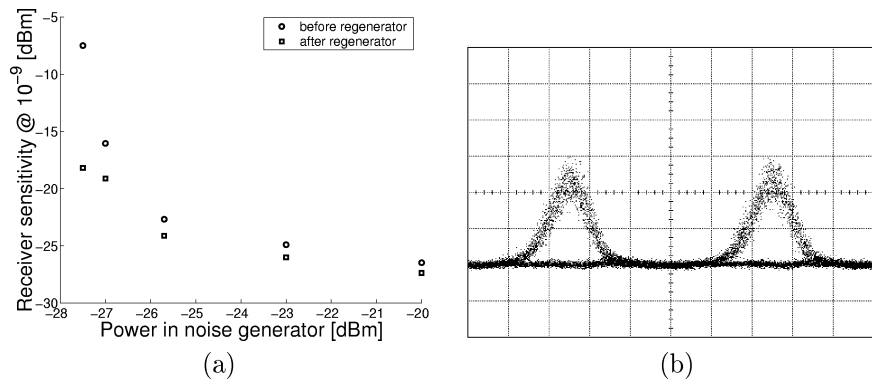
Indien echter de extinctieverhouding bepaald wordt door de modulatie diepte, zodat ook het '0'-niveau pulsvormig wordt, werd echter geen verbetering waargenomen. Dit wil dus zeggen dat de component kan werken in een bepaalde evenwichtstoestand die bepaald wordt door het DC-vermogen van het '0'-niveau en dan een snelle invloed heeft op de korte pulsen. Bij de meting van de ontvangersgevoeligheid als functie van het ingangsvormogen in de ruisgenerator, wordt duidelijk dat er nog verbetering kan bereikt worden (zie figuur 6.20 (a)). Er kan ook opgemerkt worden dat bij een ingangsvormogen van -27 dBm, de extinctieverhouding al heel groot is, en deze dus nagenoeg niet meer verbetert na propagatie door de MMI. De verbeterde ontvangersgevoeligheid is dus hoogstwaarschijnlijk het gevolg van een ruisredistributie op de '1'-niveaus. Figuur 6.20 (b) toont het oogdiagram na de regenerator voor een ingangsvormogen van -27 dBm.

6.8 Besluit

In dit hoofdstuk werd een nieuw type 2R-regenerator voorgesteld op basis van de niet-lineaire schakeleigenschappen van een 2X2 MMI-SOA tussen beide uitgangsgolfsgeleiders. Simulaties vertonen een sterk niet-lineaire transferfunctie maar een weinig efficiënte koppeling naar de 'bar'-uitgangsgolfsgeleider. Dit leidt tot een sterke degradatie van de OSNR. Uit meetresultaten bleek een nog sterker niet-lineair verband te bestaan dan theoretisch voorspeld. Opnieuw is dat het gevolg van oppervlakterecombinatie die een grote impact heeft op de werking van de 2X2 MMI-SOA. Simulaties waarbij een oppervlakterecombinatiesnelheid van 10^5 cm/s verondersteld werd, vertonen hetzelfde gedrag als opgemeten. Uiteindelijk werden er dynamische metingen uitgevoerd bij 1 Gb/s voor NRZ-signalen. Bij



Figuur 6.19: (a) Oogdiagram vòr de regenerator en (b) na de regenerator voor een 10 Gb/s RZ-sigitaal (Tijdsindeling 20 ps/div)



Figuur 6.20: (a) Ontvangersgevoeligheid bij 10 Gb/s (b) Oogdiagram na regenerator voor een ingangsvermogen van -27 dBm in de ruisgenerator

deze snelheid werd zowel een verbetering van de extinctieverhouding opgemeten als een verbetering van de ontvangersgevoeligheid. Uit deze metingen werd ook een trage stijg- en daaltijd tussen beide niveaus waargenomen waaruit de beperkte snelheid van de component bleek. Finaal werden er dynamische metingen uitgevoerd met RZ-signalen bij 10 Gb/s. Bij deze signalen werd wel een verbetering van de extinctieverhouding en van de ontvangersgevoeligheid opgemeten. Het is echter onduidelijk waarom.

Bibliografie

- [1] B. Ma, Y. Nakano, "Realization of all-optical wavelength converter based on directionally coupled semiconductor optical amplifiers", *Photonics Technology Letters*, Vol. 11, pp. 188-190, 1999
- [2] M. Rajarajan, B. M. A. Rahman, and K. T. V. Grattan, "A rigorous comparison of the performance of directional couplers with multimode interference devices", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 17, pp. 243-248, 1999
- [3] E. C. M. Pennings, R. Van Roijen, M. J. N. van Stralen, P. J. de Waardt, R. G. M. P. Koumans and B. H. Verbeeck, "Reflection properties of multimode interference devices", *Photonics Technology Letters*, Vol. 6, pp. 715-718, 1994

Hoofdstuk 7

Besluit en perspectieven

7.1 Besluit

Naarmate de bitsnelheid per kanaal in WDM optische vezelverbindingen toeneemt, wordt de maximaal overbrugbare afstand meer en meer beperkt door allerhande degradatiemechanismen. Als men zowel de capaciteit als de maximaal overbrugbare afstand van een optische vezelwil wil blijven verhogen, wordt de introductie van regeneratoren in optische netwerken onvermijdelijk. Ideaal is 3R-regeneratie van de datasignalen vereist. Aangezien dit echter leidt tot heel complexe regeneratieschema's is het nog steeds nuttig de mogelijkheden van 2R-regeneratie te bestuderen. Daarom werd in dit eindwerk de nadruk gelegd op de ontwikkeling van 2R-regeneratoren. Er werden twee nieuwe types voorgesteld die zijn gebaseerd op een doorgangsschema wat de nood aan een afstembare laser en een afstembaar filter vermijdt. Bestaande regeneratieschema's die zijn gebaseerd op de niet-lineariteiten in SOAs, werken enkel met monomodale golfgeleiderstructuren. In dit proefschrift werd de actieve multimodale golfgeleider geïntroduceerd als niet-lineair element.

In hoofdstuk 2 werd het simulatieprogramma uiteengezet dat werd aangewend voor de statische simulatie van multimodale SOA-gebaseerde structuren. Daarbij werd rekening gehouden met de interactie tussen de ladingsdragers onderling in de actieve laag en de interactie tussen de ladingsdragers en het aanwezige licht. Verder werd een model ontwikkeld voor versterkte spontane emissie in multimodale structuren. Op basis van dit programma werd een vergelijkende ruisstudie uitgevoerd van een monomodale SOA en een 1X1 MMI-SOA. Uit de simulaties blijkt dat het verschil verwaarloosbaar is bij een juiste lengte van de 1X1 MMI-SOA. Als de lengte afwijkt, neemt het ruisgetal toe. Dit effect werd experimenteel geverifieerd en bevestigd.

In Hoofdstuk 3 werd de impact van een niet-homogene verdeling van de ladingsdragers in de actieve laag onderzocht op de werking van SOA-gebaseerde MMIs. Uit de simulatieresultaten blijkt dat een 3 dB-koppelaar op basis van een 2X2 MMI sterk lijdt onder dit effect indien een ondiep geëtste golfgeleiderstructuur wordt verondersteld. Voor een diep geëtste of begraven golfgeleiderstructuur blijft de impact beperkt voor oppervlakterecombinatiesnelheden lager dan 10^4 cm/s.

Hoofdstuk 4 behandelde het ontwerp van verschillende elementen waaruit de 2R-regeneratoren zijn opgebouwd. De verschillende aspecten werden theoretisch

bestudeerd en experimenteel geverifieerd. De belangrijkste resultaten zijn de extractie van een waarde voor de oppervlakterecombinatiesnelheid van 10^5 cm/s aan de randen van de actieve laag voor diep geëtste actieve golfgeleiders en de hoge reflectiviteit aan de facetten als gevolg van multimodaliteit van de ontworpen golfgeleiders.

Een eerste 2R-regenerator, die is gebaseerd op een asymmetrische interferometer met een monomodale SOA in één arm en een 1X1 MMI-SOA in de andere arm, werd voorgesteld in hoofdstuk 5. Statische simulatieresultaten vertonen een stapvormige transferfunctie. Dit werd experimenteel geverifieerd en bevestigd. Dynamische meetresultaten werden uitgevoerd bij 2.5 Gb/s, zowel voor een regenerator in een Mach-Zehnder als een Michelson interferometer configuratie. In beide gevallen werd de mogelijkheid van een sterke verbetering van de extinctieverhouding en van de ontvangersgevoeligheid bij gedegradeerde signalen, opgemeten. De regenerator in een Michelson interferometer configuratie vertoonde een snellere respons. Dit is het gevolg van een schijnbare verdubbeling van de armlengte wat een positieve invloed heeft op de dynamica van een SOA. Er werd ook geen negatieve invloed ondervonden van de 1X1 MMI-SOA op de snelheid van de component.

Een tweede type 2R-regenerator is gebaseerd op de niet-lineaire schakeleenschappen van een 2X2 MMI-SOA tussen beide uitgangsgolfgeleiders. In hoofdstuk 6 werden de simulatieresultaten en experimentele resultaten op deze component samengevat. De statische transferfunctie vertoonde een heel steil stapvormig gedrag maar opnieuw bleek de invloed van oppervlakterecombinatie op de niet-lineaire werking. Dynamische meetresultaten bij 1 Gb/s voor NRZ-signalen vertonen echter een trage transitie tussen beide logische niveaus waaruit blijkt dat een werking bij hoge bitsnelheden onwaarschijnlijk leek. Toch tonen dynamische simulaties bij 10 Gb/s voor RZ-signalen zowel een verbetering van de extinctieverhouding als een verhoogde ontvangersgevoeligheid. Voor dit gedrag kan geen duidelijke uitleg gegeven worden.

7.2 Perspectieven

Zoals in de meeste onderzoeksgroepen, werkzaam in het domein van optische regeneratie, werden de voorgestelde 2R-regeneratoren getest op hun mogelijkheid van een verbetering van de extinctieverhouding en een toename van de ontvangersgevoeligheid. Aangezien beide effecten simultaan werden waargenomen en de intrinsieke chirp-eigenschappen van de beschouwde regeneratoren voldoen aan de voorwaarden voor het inperken van pulsspreiding als gevolg van dispersie, kan men verwachten dat deze goed zullen werken in een echt netwerk. De ultieme test voor een regenerator bestaat echter uit transmissiemetingen met een cascade van regeneratoren [1]. Deze metingen konden niet uitgevoerd worden binnen de vakgroep maar een vrij beperkte uitbreiding van de meetopstelling moet deze metingen mogelijk maken.

Uit de behaalde resultaten blijkt dat het eerste type 2R-regenerator de meeste mogelijkheden biedt. Aangezien het globale ontwerp nog niet is geoptimaliseerd naar werking bij hoge snelheid, bleef de maximale bitsnelheid beperkt tot 2.5

Gb/s. Het gebruik van langere SOAs met een grote opsluitingsfactor moeten werking toelaten tot minstens 10 Gb/s. Verder moet er ook meer aandacht besteed worden aan de minimalisatie van de facetreflectiviteit en de fabricage van monomodale SOA-gebaseerde ribgolfgeleiders. De hoge reflectiviteit als gevolg van de multimodaliteit van de golfgeleiders legde een beperking op voor de maximale aanstroomstromen door de verschillende secties. De optimalisatie van deze regenerator in een Michelson interferometer configuratie wordt uitgevoerd in het kader van het Europees project STOLAS. In dit project wordt onder andere een multigolflengtere-generator ontwikkeld op basis van de hybride integratie van een chip met een rij van regeneratoren en een phased array.

Bibliografie

- [1] B. Lavigne, D. Chiaroni, P. Guerber, L. Hamon, and A. Jourdan, "Improvement of regeneration capabilities in semiconductor optical amplifier based 3R regenerator", Proceedings of OFC 1999, paper TuJ3

Publications

Publication A

Amplified spontaneous emission in index guided multimodal waveguide structures

Jan De Merlier, Dries Van Thourhout, Geert Morthier and Roel Baets

accepted for IEEE Journal of Quantum Electronics

Abstract— This paper describes a theory of amplified spontaneous emission in index guided multimodal waveguide structures. It is based on a perturbation approach taking into account the correlated excitation of the different guided modes of the unperturbed waveguide. The coupling between these modes due to the propagation through a perturbed waveguide is taken into account by deducing evolution equations of the cross correlations between the modal amplitudes. Eventually a Beam Propagation Method (BPM) program, including the spontaneous emission model, has been used for a comparison of the noise characteristics of a single mode SOA with a 1-by-1 MMI-SOA. Experiments have been performed confirming the obtained simulation results.

A.1 Introduction

Amplified spontaneous emission (ASE) can have a large influence on the behaviour of SOAs. Gain saturation due to ASE limits the maximum achievable gain that can be obtained with one amplifier [1]. Furthermore due to the high power of ASE inside an SOA, it also plays a significant role in the SOA dynamics. Therefore the incorporation of ASE in the modelling of SOAs is required. There has been a lot of theoretical work on the coupling of spontaneous emission into the guided modes

of an active waveguide. In [2], Henry derived a general theory on spontaneous emission noise in open resonators. Yet, the emphasis has been on the calculation of the amount of power coupled into the fundamental mode of the waveguide. In [3], a theory is derived, taking into account the multiple waveguide modes, but it is focussed on gain guided waveguides and assumes a z -independent gain (with z the direction of propagation). This paper describes a theory for the ASE in index guided multimodal waveguides that takes into account the correlated excitation of the unperturbed waveguide modes. The spontaneous emission which is coupled into the guided modes of the unperturbed waveguide has been included. Due to local saturation in the waveguide, the lateral complex refractive index profile changes. Making use of a perturbation approach, the coupling between these modes due to the propagation through a perturbed waveguide is taken into account by deducing evolution equations for the cross correlations between the modes. This theory is explained in section A.2, A.3 and A.4. In a next section, this theory is then applied to multimodal SOAs. Multimodal SOA-based waveguide structures have been used in several applications e.g. high-power lasers [4], regenerators [5] and wavelength converters [6]. Another example is the incorporation of a 1-by-1 MMI in SOAs, in order to increase the input saturation power [7]. Inside the MMI-SOA, the field distribution spreads over the entire width, resulting in a lower power density. Due to the multimodal interference the signal is focussed to the output waveguide again after a certain distance. This principle has also been used in a 2R-regenerator [8]. Section A.5 describes the simulation program which has been used for modelling the amplified spontaneous emission in a 1-by-1 MMI-SOA. The noise properties of this device have been simulated and compared to a single mode SOA in section A.6. Eventually the simulation results have been verified experimentally. The measurement results are discussed in section A.7. It is concluded that the noise characteristics of the MMI-SOA are not influenced significantly when the MMI is at the right length. The simulation results agree with the experiments.

A.2 Model for Amplified spontaneous emission

The following theory is focussed on TE polarised spontaneous emission but can also be applied for the TM polarised part. The complex electric field amplitude $E(x, y, z)$ of a time dependent field oscillating with an angular frequency ω and TE-polarisation obeys the following wave equation

$$[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2}(\epsilon(x, y) + \Delta\epsilon(x, y, z))]E(x, y, z) = j\omega\mu_0 J_s(x, y, z) \quad (\text{A.1})$$

where $J_s(x, y, z)$ is the noise source current density associated with the spontaneous emission [3]. $\epsilon(x, y)$ is the real dielectric permittivity profile of the unperturbed z -independent waveguide, as shown in figure A.1. $\Delta\epsilon(x, y, z)$ stands for the complex perturbation due to the presence of carriers in the active layer. The ASE will be determined by the spontaneous emission which is coupled into the modes subject to amplification. Therefore only the guided modes have been included in

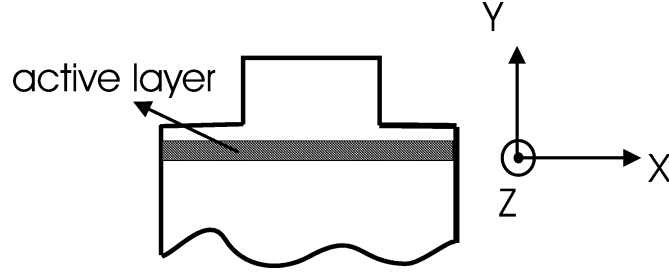


Figure A.1: Ridge waveguide amplifier

the model. The global electric field, induced by the spontaneous emission, can be written as a sum of the guided modes of the unperturbed waveguide

$$E(x, y, z) = \sum_{i=0}^{N-1} b_i(z) E_i(x, y) e^{-j\beta_i z} \quad (\text{A.2})$$

$E_i(x, y)$ is a guided mode of the waveguide with real propagation constant β_i . N equals the number of guided modes. The modal electric fields are normalized such that $|b_i|^2$ corresponds to the power in mode i , with b_i the slowly varying complex amplitude. The modes correspond to the solutions of the following eigenvalue problem

$$[\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(x, y) - \beta_i^2] E_i(x, y) = 0 \quad (\text{A.3})$$

Taking into account the following normalisation expressions

$$\sqrt{\frac{\beta_i}{2\omega\mu_0}} \sqrt{\frac{\beta_j}{2\omega\mu_0}} \int \int E_i(x, y) E_j(x, y) dx dy = \delta_{ij} \quad (\text{A.4})$$

and by combining equations A.1-A.4, the evolution of the modal amplitudes can be written as

$$\begin{aligned} \frac{d^2 b_i}{dz^2} &= 2j\beta_i \frac{db_i}{dz} + j\omega\mu_0 \frac{\int \int E_i(x, y) J_s(x, y, z) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} e^{j\beta_i z} \\ &\quad - \sum_{j=0}^{N-1} \frac{\omega^2}{c^2} b_j(z) \frac{\int \int E_i(x, y) \Delta\epsilon(x, y, z) E_j(x, y) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

Due to the slowly varying character of b_i , the second order derivative can be neglected as compared to the first order derivative and gives

$$\frac{db_i}{dz} = -\frac{\omega\mu_0}{2\beta_i} \frac{\int \int E_i(x, y) J_s(x, y, z) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} e^{j\beta_i z} + \sum_{j=0}^{N-1} K_{ij}(z) b_j(z) \quad (\text{A.6})$$

K_{ij} is given by

$$K_{ij}(z) = -\frac{j\omega^2}{2\beta_i c^2} \frac{\int \int E_i(x, y) \Delta \epsilon(x, y, z) E_j(x, y) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \quad (\text{A.7})$$

and is responsible for the coupling between the modes. The power density distribution of the amplified spontaneous emission in the waveguide corresponds to the following expression:

$$P_{ASE}(x, y, z) = \text{Re} \left\{ \sum_{i=0}^{N-1} \langle |b_i(z)|^2 \rangle \frac{E_i(x, y)^2}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} + \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0, j \neq i}^{N-1} \langle b_i(z) b_j^*(z) \rangle \frac{E_i(x, y) E_j(x, y)}{\sqrt{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \sqrt{\int \int E_j^2(x, y) dx dy}} e^{-j(\beta_i - \beta_j)z} \right\} \quad (\text{A.8})$$

where the correlation between the modal amplitudes has to be calculated in order to know the power coupled into each mode and the cross terms. To be able to solve this expression the problem is split up in two parts:

1. Calculation of the correlation between the modal amplitudes at the point of excitation z , generated in a longitudinal slice Δz . This part is discussed on section A.3.
2. Derivation of the evolution equation for the correlations as a function of propagation. This subject is discussed in section A.4.

A.3 Calculation of the local excitation

In order to calculate the cross correlation between two modal amplitudes, we use the results obtained in [2] and [3] for the cross correlation spectrum of the noise current density

$$\langle J_s(\bar{r}, \omega) J_s^*(\bar{r}', \omega) \rangle = \frac{8k_0 n(\bar{r}) \hbar \omega g(\bar{r}) n_{sp}(\bar{r})}{2\pi \omega \mu_0} \delta(\bar{r} - \bar{r}') \delta(\omega - \omega') \quad \bar{r} = (x, y, z) \quad (\text{A.9})$$

with k_0 the wave number in vacuum, \hbar the reduced Planck constant, ω the angular frequency, g the gain, n_{sp} spontaneous emission factor and n the real part of the refractive index. The following expression gives the amount of spontaneous emission, coupled into a guided mode in a slice of Δz at position z and for a frequency bandwidth $\Delta \nu$

$$\Delta \langle |b_i(z)|^2 \rangle \cong \frac{\Delta z \Delta \nu \hbar \omega \int \int E_i(x, y) g(x, y, z) n_{sp}(x, y, z) E_i(x, y) dx dy}{\int \int E_i^2(x, y) dx dy} \quad (\text{A.10})$$

$$\cong \frac{\Delta z \Delta \nu \hbar \omega \Gamma_y \int E_i(x) n_{sp}(x, z) g(x, z) E_i(x) dx}{\int E_i^2(x) dx} \quad (\text{A.11})$$

with

$$E_i(x, y) = E_i(x) \cdot H(y) \quad \int H^2(y) dy = 1 \quad (\text{A.12})$$

$H(y)$ describes the y -dependence of the mode. As a first approximation, the function $n(x,y)$ describing the real part of the refractive index in the active layer is set outside the integral and then the ratio between this mean index and the effective index of the mode i is set to 1. The second approximation assumes a y -independent gain in the active layer, which is justified when the active layer is sufficiently thin. Therefore the y -dependence can be reduced by using the vertical confinement factor in the active layer Γ_y . For the cross correlation factors in the sum of the calculation of the lateral spontaneous emission profile, the following expression can be derived

$$\langle b_i(z)b_j^*(z) \rangle = \Delta z \Delta \nu \hbar \omega \frac{\int E_i(x,y)g(x,y,z)n_{sp}(x,y,z)E_j(x,y)dxdy}{\sqrt{\int \int E_i^2(x,y)dxdy}\sqrt{\int \int E_j^2(x,y)dxdy}} \quad (\text{A.13})$$

$$\cong \Delta z \Delta \nu \hbar \omega \Gamma_y \frac{\int E_i(x)n_{sp}(x,z)g(x,z)E_j(x)dx}{\sqrt{\int E_i^2(x)dx}\sqrt{\int E_j^2(x)dx}} \quad (\text{A.14})$$

From this equation it can be concluded that the amplitudes of the different guided modes are correlated when a non-uniform carrier density, or gain, profile is present at the point of excitation of these modes.

A.4 Propagation of the ASE

From the point of excitation, the modes are propagated through the waveguide, obeying

$$\frac{dB}{dz} = K(z)B(z) \quad (\text{A.15})$$

with B the column matrix containing the modal amplitudes, the element (i,j) in matrix $K(z)$ corresponds to $K_{ij}(z)$. Taking into account the fact that the non-diagonal elements of K are orders of magnitude smaller than the diagonal elements, the matrix is split up

$$K = K_d + K_n \quad (\text{A.16})$$

The matrix K_d only contains the diagonal elements, K_n all non-diagonal elements of matrix K . The solution of the above equation after the propagation over a distance Δz , neglecting higher order terms in $K_n(z)\Delta z$, corresponds to

$$B(z + \Delta z) = e^{K_d(z)\Delta z}(I + K_n(z)\Delta z)B(z) \quad (\text{A.17})$$

with I the unity matrix. The product of B and its conjugate transpose B^H results in a matrix with the element (i,j) corresponding to $b_i b_j^*$

$$B(z + \Delta z)B^H(z + \Delta z) = e^{K_d(z)\Delta z}(I + K_n(z)\Delta z)B(z)B^H(z)(I + K_n^H(z)\Delta z)e^{K_d^H(z)\Delta z} \quad (\text{A.18})$$

Taking the cross correlation of the element (i,j) from both sides results in:

$$\langle b_i(z + \Delta z)b_j^*(z + \Delta z) \rangle = \sum_{k \neq i} \sum_{l \neq j} L_{ik}(z)L_{jl}^*(z)\langle b_k(z)b_l^*(z) \rangle e^{L_{kk}(z) + L_{ll}^*(z)}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{k \neq i} L_{ik}(z) \langle b_k(z) b_j^*(z) \rangle e^{L_{kk}(z) + L_{jj}^*(z)} \\
& + \sum_{l \neq j} L_{jl}^*(z) \langle b_i(z) b_l^*(z) \rangle e^{L_{ii}(z) + L_{ll}^*(z)} \\
& + \langle b_i(z) b_j^*(z) \rangle e^{L_{ii}(z) + L_{jj}^*(z)}
\end{aligned} \tag{A.19}$$

with

$$L_{ij}(z) = K_{ij}(z) \Delta z \tag{A.20}$$

Due to the fact that

$$L_{ij}(z) \ll L_{kk}(z) \quad \text{for } i \neq j \text{ and } \forall k \tag{A.21}$$

$$\langle b_i(z) b_j^*(z) \rangle \ll \langle b_k(z) b_k^*(z) \rangle \quad \text{for } i \neq j \text{ and } \forall k \tag{A.22}$$

higher order terms in these coefficients are neglected. Eventually the following expressions describe the evolution of the cross correlation and the autocorrelation of the modes

$$\begin{aligned}
\langle b_i(z + \Delta z) b_j^*(z + \Delta z) \rangle & = \langle b_i(z) b_j^*(z) \rangle e^{L_{ii}(z) + L_{jj}^*(z)} \\
& + \langle b_i(z) b_i^*(z) \rangle L_{ji}^*(z) e^{L_{ii}(z) + L_{ii}^*(z)} \\
& + \langle b_j(z) b_j^*(z) \rangle L_{ij}(z) e^{L_{jj}(z) + L_{jj}^*(z)}
\end{aligned} \tag{A.23}$$

$$\langle b_i(z + \Delta z) b_i^*(z + \Delta z) \rangle = (\langle b_i(z) b_i^*(z) \rangle) e^{L_{ii}(z) + L_{ii}^*(z)} \tag{A.24}$$

A.5 Simulation program

A Finite Difference Beam Propagation Method (FD-BPM) has been used for the propagation of the light. After each propagation of the signal through a slice Δz , the lateral carrier density profile $N(x)$ has been recalculated. The interaction between the light and the carriers, through stimulated emission, and among the carriers has been included by using the following rate equation

$$\frac{J}{qd} - D_{eff} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - AN - BN^2 - CN^3 - \frac{\Gamma_y a (N - N_0) (P + P_{ASE,f} + P_{ASE,b})}{\hbar \omega d} = 0 \tag{A.25}$$

With J the current density, q the elementary charge, d the thickness of the active layer, D_{eff} the effective diffusion coefficient, A , B and C the non-radiative, radiative and Auger recombination coefficients, Γ_y the vertical confinement factor, a equals the differential gain and N_0 the transparency electron density. The functions P , $P_{ASE,f}$ and $P_{ASE,b}$ correspond to the lateral power density distribution of respectively the amplified signal, the forward propagating ASE and the backward propagating ASE. This equation has been solved using a transfer matrix method. The solution allows us to calculate the modified lateral complex refractive index profile:

$$n(x) = n_r(x) + \Gamma_y (\beta N(x) + i \frac{a}{2k_0} (N(x) - N_0)) \tag{A.26}$$

with $n_r(x)$ the refractive index distribution of the unperturbed waveguide, β the anti-guiding factor. When calculating the amplified spontaneous emission, only the spontaneous emission coupled into the guided modes of the unperturbed waveguide has been included. The spontaneous emission generated in each slice, coupled to each guided mode and the cross correlation between the modes is calculated. The spontaneous emission factor n_{sp} has been approximated by

$$n_{sp} = \frac{N(x)}{N(x) - N_0} \quad (\text{A.27})$$

For the calculation of the coupling coefficients K_{ij} , each guided mode is propagated individually through each waveguide slice using the BPM. The output field is decomposed into all guided modes of the unperturbed waveguide. From the complex amplitudes of each mode, the coupling coefficients can be calculated. The total amplified spontaneous emission profile at a certain place in the waveguide consists of the incoherent sum of the propagated contributions originating from each former slice. The ASE profile resulting from the spontaneous emission, radiated in slice k , after propagation to slice l obeys the following expression:

$$P_{SE}(k, l) = \text{Re} \left[\sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} \langle b_k b_l^* \rangle_{i,j} E_i E_j e^{-j(\beta_i - \beta_j)z} \right] \quad (\text{A.28})$$

with $\langle b_k b_l^* \rangle_{i,j}$ the value of the cross correlation between mode k and l of the spontaneous emission, generated in slice i , propagated to slice j . The amount of power coupled into a mode $\Phi(x)$ of an output waveguide at the end of the multimodal SOA equals

$$P_{SE,m}(k, l) = \text{Re} \left[\sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{N-1} a_i a_j^* \langle b_k b_l^* \rangle_{i,j} E_i E_j e^{-j(\beta_i - \beta_j)z} \right] \quad (\text{A.29})$$

with

$$a_i = \frac{\int \Phi(x) E_i(x) dx}{\sqrt{\int E_i^2(x) dx} \sqrt{\int \Phi^2(x) dx}} \quad (\text{A.30})$$

The total ASE profile, respectively ASE power in a mode, corresponds to

$$P_{ASE}(l) = \sum_{k=1}^{l-1} P_{SE}(k, l) \quad P_{ASE,m}(l) = \sum_{k=1}^{l-1} P_{SE,m}(k, l) \quad (\text{A.31})$$

The backward propagating ASE is calculated using analog expressions.

A.6 Simulation results

Due to the fact that the light is spread inside a 1-by-1 MMI-SOA the power density decreases and as a consequence the input saturation power is increased as compared to a normal monomodal SOA. Furthermore this device shows a monomodal

Parameter	Value
Effective index ridge	3.23
Effective index cladding	3.17
Effective diffusion coefficient	$10 \text{ cm}^2/\text{s}$
Differential gain	$4.8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Thickness active layer	64 nm
Confinement factor	0.14
Unimolecular recombination coefficient	$1.67 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Transparency electron density	10^{18} cm^{-3}
Bimolecular recombination coefficient	$10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
Wavelength	$1.55 \text{ }\mu\text{m}$
Auger recombination coefficient	$6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
Anti-guiding factor	$-1.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$
Propagation losses	20 cm^{-1}
Current density	6000 A/cm^2

Table A.1: List of parameter values

behaviour between its in- and output waveguide and has therefore been used in order to increase the input saturation power of an SOA [7]. In this section, the noise behaviour of this device has been compared theoretically to that of a conventional monomodal SOA.

Due to the larger width of the 1-by-1 MMI-SOA, a higher current is required in order to obtain the same small signal gain as in the single mode case. This implies a large increase in generated spontaneous emission inside the MMI. However, the amount of spontaneously emitted power, coupled into a guided mode, only depends on the carrier density as is clear from equation A.11. So the increased generation of spontaneous emission inside the waveguide is not translated into the coupling of more power in a certain mode but results in the coupling of spontaneous emission into the increased number of guided modes in the waveguide. Due to the fact that the amount of spontaneous emission power coupled into the output waveguide is determined by the overlap between the modes, the total amount of ASE will not change at the output. This effect has been simulated.

The width of the MMI-SOA equals $8 \text{ }\mu\text{m}$, the injected mode corresponds to the fundamental mode of a waveguide of $3 \text{ }\mu\text{m}$ in width. The conventional SOA has a width of $3 \text{ }\mu\text{m}$. The simulations have been done using the parameter values listed in table A.1. In order to achieve the same small signal gain in both cases, the applied current densities are slightly different due to the fact that the lateral confinement factor of the fundamental mode in a $3 \text{ }\mu\text{m}$ wide waveguide is slightly lower than the confinement factor of the guided modes in the 1-by-1 MMI-SOA. For a current density of 6000 A/cm^2 through the 1-by-1 MMI-SOA, a current density of 6400 A/cm^2 is required through the conventional SOA, in order to obtain the same small signal gain at the self-imaging length of $170 \text{ }\mu\text{m}$. Figure A.2 shows the saturation curve in both cases. The unsaturated gain equals 13 dB. The input

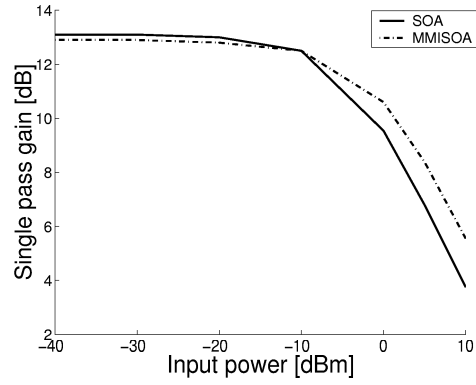


Figure A.2: Comparison between the saturation curve of a conventional SOA of $170 \mu m$ in length and a 1X1 MMI-SOA of $170 \mu m$ in length

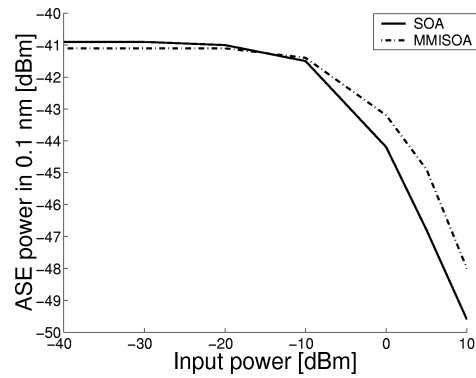


Figure A.3: Comparison between the amount of ASE coupled into the output waveguide for a conventional SOA of $170 \mu m$ in length and a 1X1 MMI-SOA of $170 \mu m$ in length

saturation power corresponds to -1.5 dBm for the normal SOA and 1.5 dBm for the 1-by-1 MMI-SOA. The amount of ASE power, coupled into the fundamental mode of the output waveguide, in a bandwidth of 0.1 nm is given in figure A.3. From these results it becomes clear that in the unsaturated regime the amount of ASE at the output of the 1-by-1 MMI-SOA is exactly the same as in the other case. Even when both SOAs are in an identical degree of saturation, e.g. at an input power equal to their input saturation power, the amount of ASE is the same in both cases. The 1-by-1 MMI-SOA thus shows an identical noise behaviour as the conventional SOA while the input saturation power is increased.

As an example the intensity profiles inside the MMI-SOA of the forward and backward propagating ASE are plotted in figure A.4 and A.5 for an input power of 10 dBm. From these plots, it can be noted that the backward propagating ASE is more non-uniform than the forward propagating. This is due to the fact that the profile is mainly determined by the spontaneous emission that is subject to highest amplification. For the backward ASE this is the spontaneous emission generated at the end of the MMI where the saturation induces a very non-uniform carrier density profile.

When the MMI-SOA length does not correspond to the perfect self-imaging length from the in- to the output waveguide, part of the signal power is lost. The generated noise in the MMI-SOA on the other hand is not influenced by this effect due to its incoherent character. This implies that when the MMI length is not optimal, the amount of spontaneous emission coupled to the output waveguide will increase relatively to the signal power. The output Optical Signal-to-Noise Ratio (OSNR) in a bandwidth of 0.1 nm has been simulated and plotted in figure A.6. The input power is -30 dBm. At this input power the non-linear effects are negligible. It clearly shows an optimum at the ideal self-imaging length of 170 μm . A deviation of 20 μm results in a decrease of OSNR of about 1.5 dB. Due to the quadratic relationship between the length of an MMI and its width [9], the width is by far the most critical factor. A deviation of 20 μm corresponds to a change in width of 0.5 μm . An error in width of this magnitude can easily be avoided during the etching process.

A.7 Experimental results

In this section, the length dependence of the 1-by-1 MMI-SOA on its noise behaviour is verified experimentally. A Michelson interferometer is used with a single mode SOA in one arm and a 1-by-1 MMI-SOA in the other arm. A scheme of the measurement setup is given in figure A.7. Using this setup for a comparison of the noise behaviour of 2 SOAs is preferable in order to avoid the impact of fiber-to-chip coupling efficiency on the measurements. The waveguides are ridge type and the width of the single mode SOA is 3 μm . The dimensions of the 1-by-1 MMI-SOA are 8 μm in width and 145, 155 and 165 μm in length. The total length of each arm is 450 μm . The currents are adjusted such that the fiber-to-fiber gain is identical for the two arms individually. Due to the identical coupling this also implies the same ‘on-chip’ gain. The optical spectrum is measured at the output

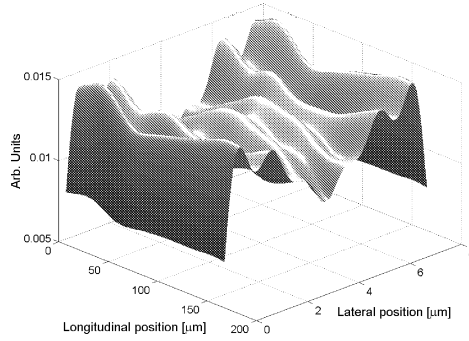


Figure A.4: Normalized intensity profile of the forward propagating ASE for an input power of 10 dBm

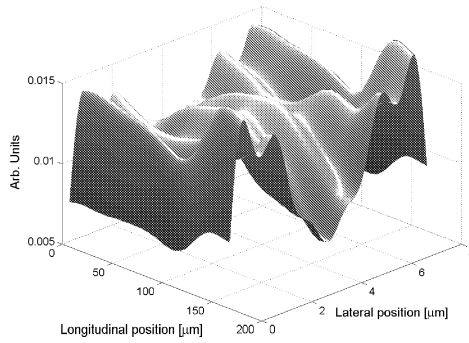


Figure A.5: Normalized intensity profile of the backward propagating ASE for an input power of 10 dBm

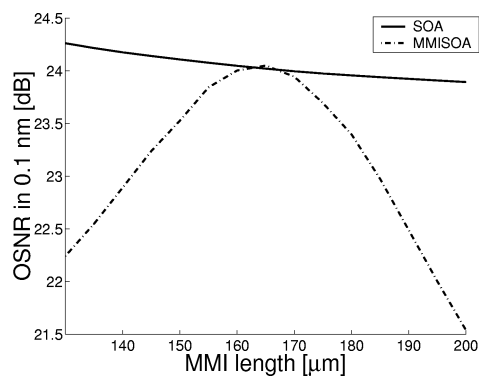


Figure A.6: Evolution of the optical signal to noise ratio as a function of the length of a single mode SOA and a MMISOA

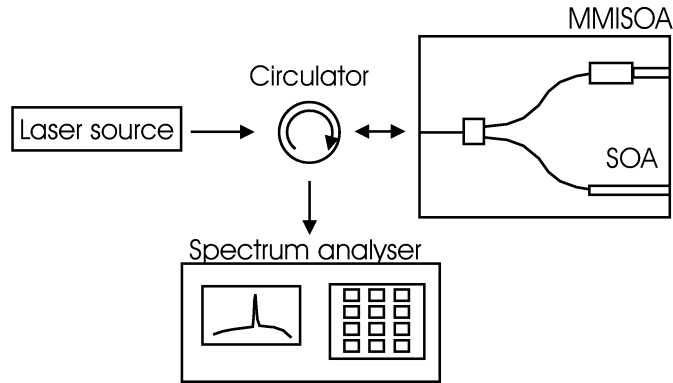
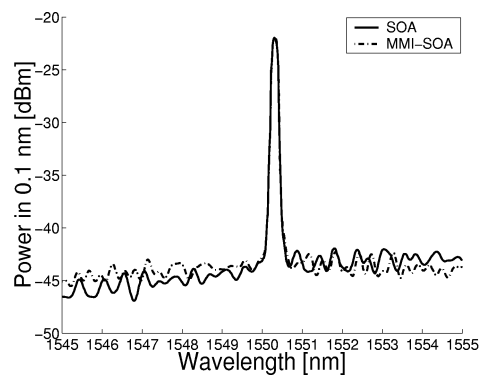


Figure A.7: Measurement setup

Figure A.8: Comparison of optical spectrum of a single mode SOA and a 1-by-1 MMI-SOA for a fixed gain for an MMI length of $145 \mu\text{m}$

of the component for the single mode SOA case and the MMI-SOA with different lengths. The spectra are compared and plotted in figures A.8-A.10. The input power is sufficiently low in order to avoid saturation. It is clear that the OSNR drops in the MMI-SOA case when the length moves away from the optimum. A difference of about 1.5 dB is observed for a length of $165 \mu\text{m}$ resulting in a proportional increase of noise figure. The difference is decreased to 0.5 dB at $155 \mu\text{m}$ and negligible at $145 \mu\text{m}$. This agrees very well with the simulated results. Finally it should be noted that the difference between the optimal simulated length of the 1-by-1 MMI-SOA and the measured lengths is mainly due to the fact that the effective index approximation that is used in the simulations causes an overestimation of the optimal self-imaging length of an MMI. Simulations using a 2D-modesolver predict an optimal length of $155 \mu\text{m}$.

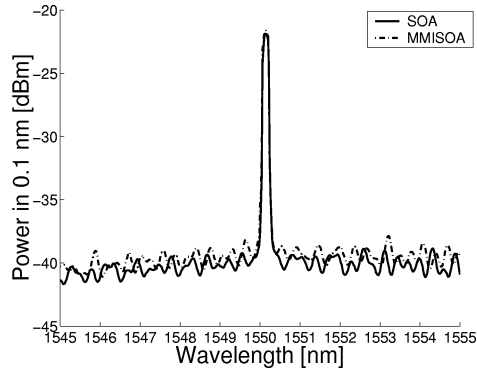


Figure A.9: Comparison of optical spectrum of a single mode SOA and a 1-by-1 MMI-SOA for a fixed gain for an MMI length of $155 \mu\text{m}$

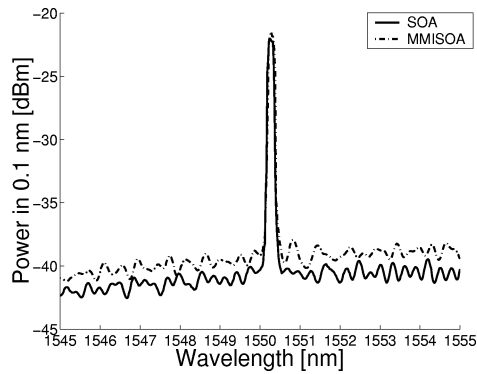


Figure A.10: Comparison of optical spectrum of a single mode SOA and a 1-by-1 MMI-SOA for a fixed gain for an MMI length of $165 \mu\text{m}$

A.8 Conclusion

A theoretical model has been proposed for including the amplified spontaneous emission in index-guided SOA-based multimodal waveguides. The theory takes into account the correlated excitation of the different unperturbed guided modes in an index guided waveguide. Making use of a perturbation approach, the coupling between these modes due to the propagation through a perturbed waveguide is taken into account by deducing evolution equations of the cross correlations between the modes. Simulations have been done in order to check the noise behaviour of a 1-by-1 MMI-SOA as compared to a single mode SOA. The simulations show negligible degradation of the noise behaviour of the MMI-SOA at its optimal self-imaging length. The OSNR degrades when the length of the MMI deviates considerably from the optimal self-imaging distance. This effect has been verified and confirmed experimentally.

Bibliography

- [1] Liu T., Obermann K., Petermann K., Girardin F., Guekos G., "Effect of saturation caused by amplified spontaneous emission on semiconductor optical amplifier performance", *Electronics Letters* Vol.33 pp. 2042-2043, 1997
- [2] Henry C.H., "Theory of spontaneous emission noise in open resonators and its application to lasers and optical amplifiers", *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 4, pp. 288-297, 1986
- [3] Haus H.A., Kawakami, "On the excess spontaneous emission factor in gain guided laser amplifiers", *Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21, pp.63-69, 1985
- [4] Hamamoto K., Naniwae K., Ohya M. "High power with low electric power consumption active multi-mode-interferometer laser diode for fibre-amplifier *Electronics Letters* 38 pp. 517-519, 2002
- [5] J. De Merlier, G. Morthier, S. Verstuyft, T. Van Caenegem, I. Moerman, P. Van Daele, R. Baets, "Experimental demonstration of all-optical regeneration using an MMI-SOA", *Photonics Technology Letters* , Vol. 14, pp. 660-662, May 2002
- [6] Janz, C.; Poingt, F.; Pommereau, F.; Grieshaber, W.; Gaborit, F.; Leclerc, D.; Guillemot, I.; Renaud, M."All-active dual-order mode (DOMO) Mach-Zehnder wavelength converter for 10 Gbit/s operation", *Electronics Letters* , Vol. 35, pp. 1862-1863 October 1999
- [7] Hamamoto K., Gini E., Holtmann C., Melchior H., Sudo S., Mori K., Sasaki T., and Yamaguchi M., "Active multi-mode-interferometer semiconductor optical amplifier", *Electronics Letters*, Vol. 36, pp. 1218-1220, 2000

-
- [8] De Merlier J., Morthier G., Van Daele P., Moerman I., Baets R., "All-optical 2R regeneration based on integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer incorporating MMI-SOA", *Electronics Letters*, Vol. 38 , pp. 238 -239, February 2002 3

- [9] Soldano L.B. and Pennings E.C.M., "Optical Multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 615-627, April 1995

Publication B

The influence of lateral carrier diffusion and surface recombination on the behaviour of SOA-based MMIs

Jan De Merlier, Geert Morthier and Roel Baets

accepted for IEEE Journal of Quantum Electronics, July 2003

Abstract— The influence of lateral carrier diffusion and surface recombination on the self-imaging properties of SOA-based Multi Mode Interference couplers has been verified by simulations using a Beam Propagation Method (BPM). It shows a significant degradation of the self-imaging properties of these devices. Buried heterostructures or deeply etched waveguide structures can decrease the impact when the degree of surface recombination is sufficiently low.

B.1 Introduction

The Multimode Interference Coupler (MMI) has been widely used as a component or subcomponent in a large diversity of devices. It can be used as a switch [1] or simply as a splitter or combiner[2]. The advantage of the MMI as compared to the directional coupler, which can perform analog functions, lies in its robustness towards processing and in its less polarization dependent behaviour. This device has also been fabricated in a semiconductor optical amplifier (SOA)-based layer structure in several applications e.g. high-power lasers [3], regenerators [4][5] and wavelength converters [6]. However some side-effects, namely lateral carrier

diffusion and surface recombination, which result from the active layout should not be neglected in the design of SOA-based MMIs. The phenomena of lateral carrier diffusion and surface recombination, and their influence on the threshold properties of lasers, have been widely studied. These studies were mainly focussed on the modal gain change [7] and the induced anti-guiding effect [8] due to these mechanisms. The self-imaging properties of an MMI are derived from a relationship between the propagation constants of the guided modes resulting from the lateral step-refractive index profile of the MMI-waveguide. Therefore it is not the absolute change of the modal complex propagation constants that is relevant for its operation but the relative change between the different modes due to the effects mentioned. Perturbations on the lateral step profile can cause a change in the relationship between the propagation constants and degrade the self-imaging properties of the device significantly.

This paper presents simulation results, using a Beam Propagation Method, on MMIs including the two mentioned effects and demonstrates a serious degradation of the linear behaviour of an SOA-based MMI. In section B.2, the classical theory of the MMI is briefly recapitulated with the emphasis on the fundamental assumptions and the consequences of lateral carrier diffusion and surface recombination on these assumptions. Section B.3 explains the model that was used in our numerical simulations. Section B.4 shows simulation results on structures only suffering from the lateral carrier diffusion effect. This is the case for shallowly etched ridge waveguide structures. Section B.5 deals with the combination of lateral carrier diffusion and surface recombination which comes forward in buried heterostructures and deeply etched ridge waveguide structures.

B.2 Classical theory of the MMI

Light entering a multimodal waveguide from one of the input waveguides, excites the guided modes. These different modes each propagate with a different propagation constant and due to the interference between all these modes, the lateral light distribution changes as a function of the propagated distance. When a lateral step refractive index profile is assumed, the lateral wavenumber $k_{y\nu}$ and the propagation constant β_ν of the ν_{th} order mode are related by the dispersion equation [9]

$$k_{y\nu}^2 + \beta_\nu^2 = k_0^2 n_r^2 \quad (\text{B.1})$$

with

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \quad \text{and} \quad k_{y\nu} = \frac{(\nu + 1)\pi}{W_{eff}} \quad (\text{B.2})$$

with n_r the effective index of the ridge and W_{eff} the effective width of the waveguide including the penetration of the modes in the neighboring material. λ_0

is the wavelength in vacuum. From these equations, the following relation between the propagation constants can be deduced:

$$\beta_0 - \beta_\nu \simeq \frac{\pi}{3L_\pi} \nu(\nu + 2) \text{ with } L_\pi = \frac{4n_r W_{eff}^2}{3\lambda} \quad (\text{B.3})$$

The length L_π corresponds to the beat length of the two lowest-order modes. Based on this relationship several self-imaging properties can be deduced. However these properties depend largely on the assumption of a lateral step refractive index profile as shown in figure B.1(a). Perturbations of this profile cause a change in the propagation constants of the modes and influence the interference. When an SOA-based MMI is assumed, carriers are injected into the active layer. These carriers affect the local refractive index in the active layer. This means that when a non-uniform carrier density profile is obtained, the refractive index profile is no longer step-like. A shallowly etched SOA-waveguide will suffer from lateral carrier diffusion away from the ridge. This results in a non-uniform carrier density profile and gives a perturbation as shown in figure B.1(b). In the case of a 'finite' active layer width, surface recombination will induce a diffusion current towards the edges of the active layer. This results in a refractive index perturbation as given in figure B.1(c).

B.3 Simulation program

The simulation program consists of a Finite Difference Beam Propagation Method (FD-BPM) which takes care of the propagation of the light and has been linked to a program which calculates the lateral carrier density profile taking into account the interaction between the light and the carriers, through stimulated emission, and among the carriers. Although the latter program implies the solution of the 2-D current continuity equations, it can be reduced to a one dimensional problem by noting that the thickness of the active layer is very small as compared to the diffusion length. Therefore the timescale in which the carriers diffuse in the direction orthogonal to the active layer is an order of magnitude faster than the lateral diffusion. The lateral current consists of a drift current, due to the field induced by the different electron and hole distribution, and out of a diffusion current induced by the nonuniform distribution of the carriers. All these effects can be represented by the effective diffusion coefficient [10]. Eventually the approximated steady state rate equation can be expressed as follows:

$$\frac{J}{qd} - D_{eff} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - AN - BN^2 - CN^3 - \frac{\Gamma a(N - N_0)P(x)}{\hbar\omega b d} = 0 \quad (\text{B.4})$$

With J the current density, q the elementary charge, d the thickness of the active layer, D_{eff} the effective diffusion coefficient, A, B and C the non-radiative, radiative and Auger recombination coefficients, \hbar the reduced Planck constant, ω the optical angular frequency and b the width of the waveguide. This equation has been solved using a transfer matrix method. The solution allows us to calculate

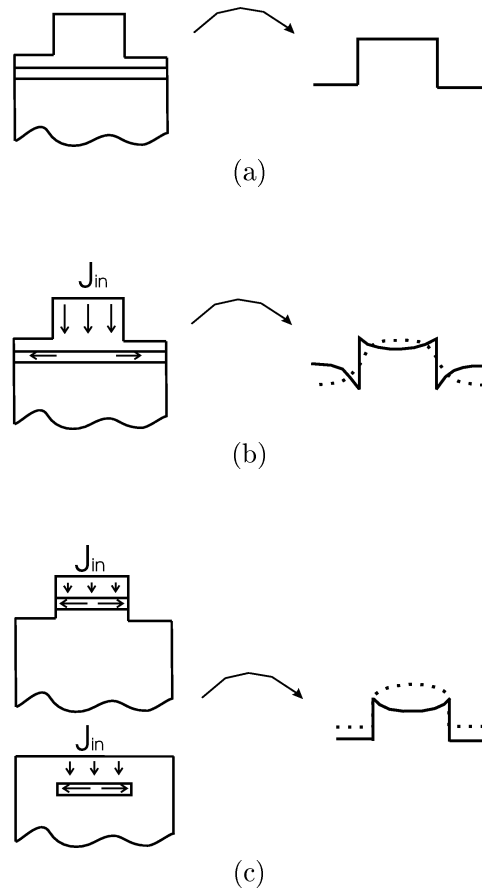


Figure B.1: The waveguide layout, the corresponding lateral refractive index profiles (full lines) and the according carrier density profiles (dotted lines) of (a) a passive waveguide (b) an active shallowly etched ridge waveguide structure (c) an active buried heterostructure or deeply etched ridge waveguide structure

Parameter	Value
effective index ridge	3.23
effective index cladding	3.17
Differential gain	$2.7 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$
Thickness active layer	$0.15 \text{ } \mu\text{m}$
Confinement factor	0.33
Unimolecular recombination coefficient	$1.67 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$
Transparency electron density	10^{18} cm^{-3}
Bimolecular recombination coefficient	$10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
wavelength	$1.55 \text{ } \mu\text{m}$
Auger recombination coefficient	$6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$
anti-guiding factor	$-1.8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3$
propagation losses	20 cm^{-1}

Table B.1: List of parameter values

the modified lateral complex refractive index profile:

$$n(x) = n_r + \Gamma(\beta N(x) + i \frac{a}{2k_0}(N(x) - N_0)) \quad (\text{B.5})$$

with n_r the effective refractive index of the ridge, Γ the confinement factor, β the anti-guiding factor, $N(x)$ the carrier density, a the differential gain, k_0 the wave vector and N_0 the transparency electron density.

B.4 Lateral carrier diffusion

Due to the lack of potential barriers beneath the edges of a shallowly etched ridge waveguide structure, the carriers can diffuse away from the guiding ridge. This causes the carrier density profile to be a clock shape. The shape is mainly determined by the value of the effective diffusion coefficient. The value of this parameter depends on the used material and on the substrate doping [10]. Therefore this parameter has been swept. A typical value for D_{eff} in the InGaAsP/InP material system is $10 \text{ cm}^2/\text{s}$ for an n-type substrate. The other relevant parameter values are listed in table B.1 and are fixed for all simulations. Figure B.2 shows the calculated profile for different values of D_{eff} and a fixed current density of $6 \text{ kA}/\text{cm}^2$. As the

diffusion coefficient increases, the shape deviates more and more. This is due to the fact that the perturbation spreads over the diffusion length L_{diff} , which equals $\sqrt{D_{eff}\tau}$ with τ the carrier lifetime, into the waveguide. Increasing D_{eff} implies a larger perturbation. Due to the fixed region where the perturbation is significant, independent of the width of the waveguide, the effect on the refractive index profile will increase as the MMI width gets narrower. Increasing the waveguide width would decrease the impact but as the surface area of an MMI rises with

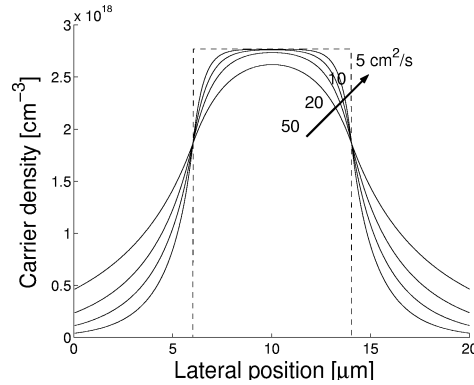


Figure B.2: Carrier density profile for different values of the effective diffusion coefficient D_{eff}

the cube of the width, as is clear from B.3, this would significantly increase the required current. Furthermore as the width of the MMI increases the component becomes more sensitive to the tolerance in width[9].

Simulations have been done for a shallowly etched 2X2 MMI-SOA with a layout as in figure B.3(a). The MMI width equals $8 \mu m$ and the in- and output waveguides are $3 \mu m$ in width. This device has the property of 3 dB coupling at a distance of $3L_{\pi}/2$ to the two output waveguides and total coupling to the output waveguide in the cross state at twice that distance. The applied current density equals $6 \text{ kA}/\text{cm}^2$ for all simulations, unless otherwise stated. The ideal behaviour, where the carrier density is uniform under the ridge, has been simulated and plotted in figure B.4. In the figure, the coupling to the fundamental mode in the bar and cross output waveguides are plotted as a function of the MMI length. It is clear that in this case, the device behaves properly and the gain has a negligible impact. Perfect 3 dB coupling is obtained for a length of $330 \mu m$ and total coupling to the cross state output waveguide after $660 \mu m$. In figures B.5 (a)-(d), simulation results for different values of D_{eff} are plotted. As the diffusion coefficient increases, the self-imaging properties move further away from the ideal MMI. It becomes clear that at the 'ideal' 3 dB-length there is a large imbalance between both outputs which can amount up to 4.5 dB. An efficient self-imaging is obtained to the bar-state output after a propagation distance of $520 \mu m$ and becomes more significant as D_{eff} increases. In Figure B.6 the normalized power in the bar and the cross state is shown for current densities of $1 \text{ kA}/\text{cm}^2$, $6 \text{ kA}/\text{cm}^2$ and $12 \text{ kA}/\text{cm}^2$ using a fixed effective diffusion coefficient of $10 \text{ cm}^2/\text{s}$. As can be seen from this figure, the influence of the current on the self-imaging properties is only marginal. Also for a 1X2 MMI-SOA, with a layout given in figure B.3(b), simulations have been done. In this case, the input waveguide is positioned at the center of the multimodal waveguide. This implies that only the even modes will be excited and results in self-imaging properties at reduced distances as compared to the previous device.

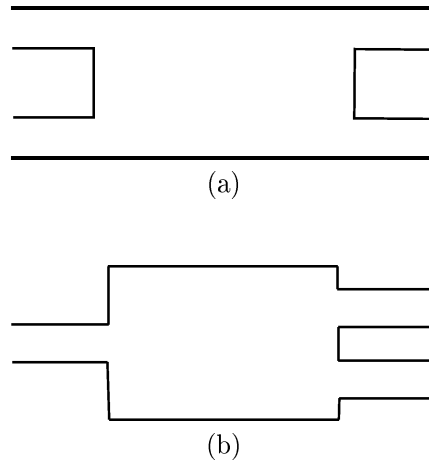


Figure B.3: Layout 2X2 MMI and 1X2 MMI

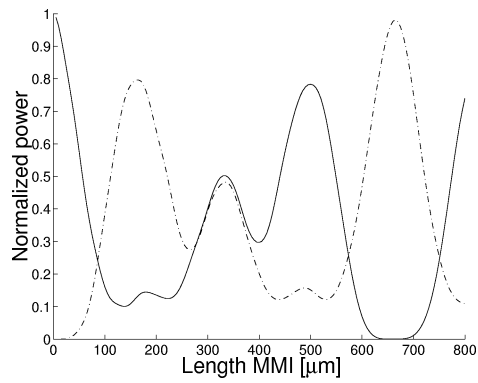


Figure B.4: Normalized power in bar and cross state as a function of the length for an ideal active waveguide

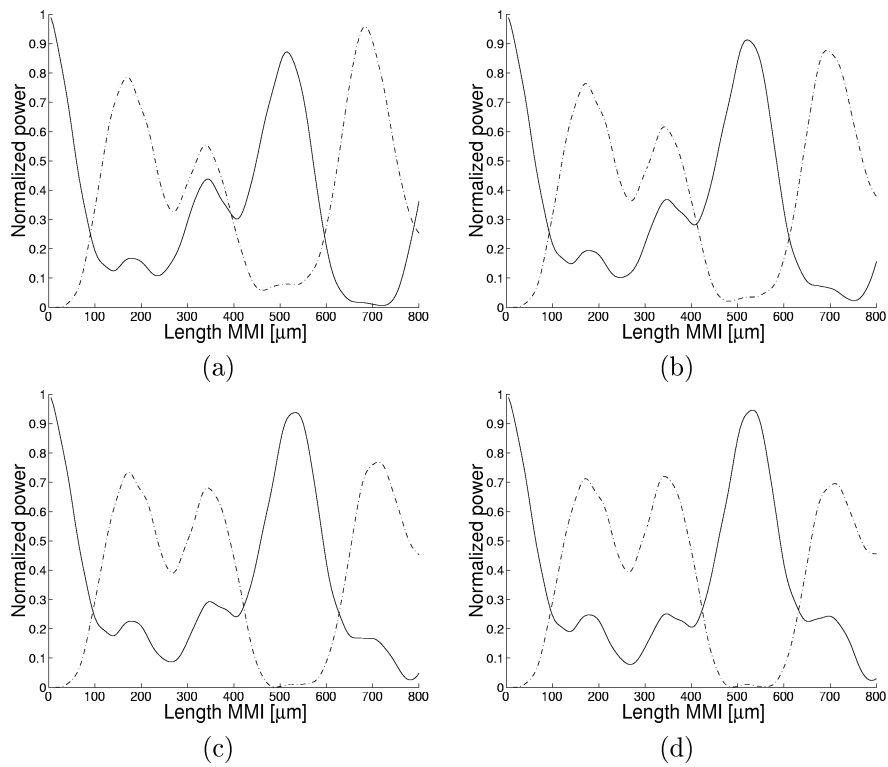


Figure B.5: Normalized power in bar and cross state as a function of the length for $D_{eff}=5$ (a), 10 (b), 20 (c) and 50 cm^2/s (d)

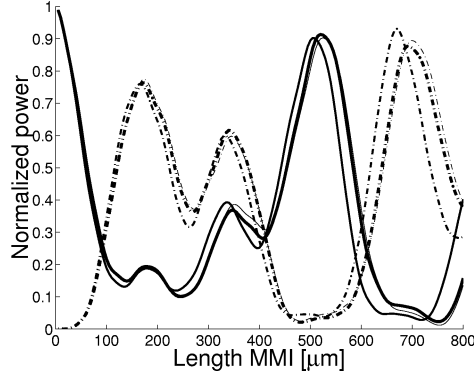


Figure B.6: Normalized power in bar and cross state as a function of the length for current densities 1 kA/cm^2 (thick lines), 6 kA/cm^2 (normal lines) and 12 kA/cm^2 (thin lines)

3 dB-splitting is obtained for a length of $3L_\pi/8$. The MMI width equals $8 \mu\text{m}$ and the in- and output waveguides are $2.5 \mu\text{m}$ in width. The spacing between the centers of the 2 output waveguides is $4 \mu\text{m}$. For this device the 3 dB length equals $85 \mu\text{m}$ as is clear from the simulations given in figure B.7. Total coupling to the output waveguide, located in the center of the MMI output, is obtained at twice that distance. The simulation results show that, when lateral carrier diffusion is taken into account, the ideal 3 dB-splitting point is shifted towards longer lengths but the component can still work properly. This is due to the shorter length of the device which limits the accumulation of the phase mismatch between the modes.

B.5 Surface recombination

In order to avoid the lateral current spreading, a buried heterostructure or a deeply etched ridge waveguide structure can be used. In this case, the lateral current will be confined but the surface recombination at the edges of the active layer will determine the carrier density profile. A fixed effective diffusion coefficient of $10 \text{ cm}^2/\text{s}$ has been used for these simulations. The carrier density distributions are plotted as a function of the surface recombination rate in figure B.8. The non-uniformity is negligible for values lower than 10^4 cm/s . The impact on the behaviour of the 2X2 MMI is shown in figure B.9 (a)-(b) for the different values of surface recombination. For a value of 10^4 cm/s , the impact is still moderate but for higher surface recombination rates, the influence increases tremendously. This is clear from the simulation results for $S = 10^5 \text{ cm/s}$. It can be concluded that the surface recombination should be lower than 10^4 cm/s in order to have negligible influence on the self-imaging behaviour. It should be noted that the surface recombination rate is highly dependent on the material system. Typical values for the InGaAsP/InP system are 1-2 10^4 cm/s [12]. An additional wet

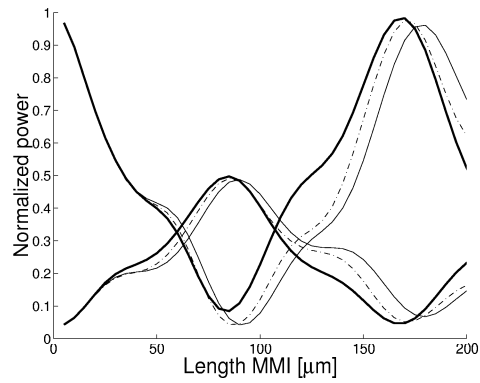


Figure B.7: Normalized power in output waveguide as a function of the length for central position and 3dB position. The thick lines show the results for the ideal case, the normal lines for $S = 10^5 \text{ cm/s}$ the dashed lines for a $D_{eff} = 50 \text{ cm}^2/\text{s}$

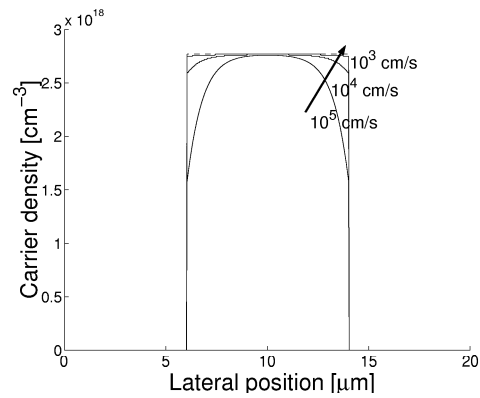


Figure B.8: Carrier density profile for different values of surface recombination parameter S

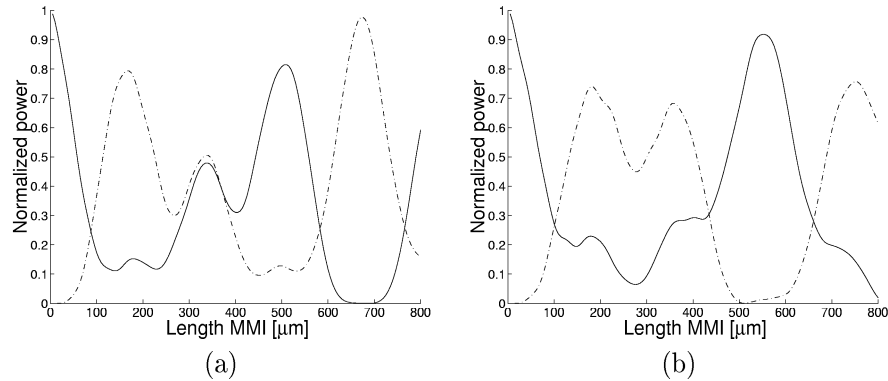


Figure B.9: Normalized power in bar and cross state as a function of the length for 10^4 (a) and 10^5 cm/s (b)

etching step can be introduced in the fabrication process in order to decrease the etching damage and contamination due to the dry etching. For the InGaAs/GaAs system, the value can mount up to more than 10^6 cm/s [11], in which case the device performance will suffer a lot from this effect. Simulation results for the 1X2 MMI for $S=10^5$ cm/s are plotted in figure B.7. As in the case of a shallowly etched waveguide structure, these simulations reveal no significant degradation.

B.6 Conclusion

Simulations have shown the significant effect of lateral carrier diffusion and surface recombination in the active layer on the self-imaging properties of SOA-based MMIs. This effect can be minimized by using buried heterostructures or deeply etched ridge waveguide structures. In this case the surface recombination must be kept below 10^4 cm/s, which is possible for the InGaAsP/InP material system when special care is taken of the etching process. However this value can probably not be reached in e.g. the InGaAs/GaAs material system. Simulation results on a 1X2 MMI, based on restricted interference, show no significant degradation due to the decreased self-imaging distance.

Bibliography

- [1] S. Nagai, G. Morishima, H. Inayoshi, K. Utaka, "Multimode interference photonic switches (MIPS)" *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 20, pp. 675 -681 April 2002
- [2] K. Kudo, K. Yashiki, T. Sasaki, Y. Yokoyama, K. Hamamoto, T. Morimoto, M. Yamaguchi, "1.55 μm wavelength-selectable microarray DFB-LD's

- with monolithically integrated MMI combiner, SOA, and EA-modulator”, *Photonics Technology Letters*, Vol. 12, pp. 242-244 March 2000
- [3] K. Hamamoto, E. Gini, C. Holtmann, H. Melchior, S. Sudo, K. Mori, T. Sasaki, and M. Yamaguchi: ‘Active multi-mode-interferometer semiconductor optical amplifier’, *Electronics Letters*, vol. 36, pp. 1218-1220, 2000
- [4] J. De Merlier, G. Morthier, S. Verstuyft, T. Van Caenegem, I. Moerman, P. Van Daele, R. Baets, ”Experimental demonstration of all-optical regeneration using an MMI-SOA”, *Photonics Technology Letters*, Vol. 14, pp. 660-662, May 2002
- [5] J. De Merlier, G. Morthier, P. Van Daele, I. Moerman, R. Baets, ”All-optical 2R regeneration based on integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer incorporating MMI-SOA”, *Electronics Letters*, Vol. 38, pp. 238 -239, February 2002
- [6] Janz, C.; Poingt, F.; Pommereau, F.; Grieshaber, W.; Gaborit, F.; Leclerc, D.; Guillemot, I.; Renaud, M.”All-active dual-order mode (DOMO) Mach-Zehnder wavelength converter for 10 Gbit/s operation”, *Electronics Letters*, Vol. 35, pp. 1862-1863 October 1999
- [7] Hu S. Y., Corzine S.W., Law K.-K., Young D.B., Gossard A.C., Coldren L.A., Merz J.L.”Lateral carrier diffusion and surface recombination in InGaAs/AlGaAs quantum well ridge-waveguide lasers”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 76, pp.4479-4487, 1994
- [8] Amann M.-C. and Stegmüller, ”Threshold current analysis of InGaAsP/InP”, *IEE Proceedings*, Vol. 133, pp. 341-348, 1986
- [9] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, ”Optical Multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications,” in *Journal of Lightwave Technology*, vol. 13, pp. 615-627, April 1995
- [10] W.B. Joyce, ”Carrier transport in double heterostructure active layers”, *Journal of Applied physics*, vol. 53, pp.7235-7239, 1982
- [11] V. Malyarchuk, J.W. Tomm, V. Talalaev and Ch. Lienau, F. Rinner and M. Baeumler, ”Nanoscopic measurements of surface recombination velocity and diffusion length in a semiconductor quantum well” in *Applied Physics Letters*, vol. 81, pp. 346-348, July 2002
- [12] Toshihiko Baba, Kyoji Inoshita, Hiroko Tanaka, Jun Yonekura, Maiko Ariga, Akihiro Matsutani, Tomoyuki Miyamoto, Fumio Koyama, and Kenichi Iga, ”Strong enhancement of light extraction efficiency in GaInAsP 2-D-arranged microcolumns”, in *Journal of Lightwave technology*, vol. 17, pp. 2113-2119, November 1999

Publication C

Experimental demonstration of all-optical regeneration using an MMI-SOA

Jan De Merlier, Geert Morthier, Steven Verstuyft, Tom Van Caenegem, Ingrid Moerman, Peter Van Daele and Roel Baets

Published in Photonics Technology Letters Vol. 14, pp. 660-662, 2002

Abstract— A novel all-optical 2R regenerator based on a Multi Mode Interference coupler (MMI) semiconductor optical amplifier is presented. Static measurements of the transfer function reveal a digital transfer characteristic and a high increase in extinction ratio. The experiments are in good agreement with simulations, which have been done using a modified BPM program. The device has a high tolerance to the MMI-length. It has been fabricated in an all-active layout, avoiding the need for active/passive integration and is very compact.

C.1 Introduction

Due to the accumulation of noise introduced by the amplifiers, jitter and dispersion, the data signals are seriously degraded while propagating in an optical network. To avoid the electronic bottleneck, the integration of all-optical regenerators will be required in future high-speed WDM-systems to assure a sufficient network node cascadability. Most of the regenerators, proposed so far, perform regeneration with simultaneous wavelength conversion which makes them complicated devices needing a CW-laser and a filter at the output [1][2]. 2R-regeneration making only use of the input signal has been demonstrated using a Michelson-Interferometer. This type of regenerator has been operated at 40 Gb/s [3]. However, the Mach-Zehnder interferometer as well as the Michelson interferometer have the disadvantage that they lead to rather large chip sizes. In addition, to get

a good regeneration characteristic, a cascade of several MZIs is needed [4]. Some time ago, we have proposed another type of 2R regenerator based on a Multi Mode Interference coupler (MMI)-SOA with the potential of a digital static regeneration characteristic and a large increase of extinction ratio [5]. In this letter, the simulation of this device is described and first experimental results are shown.

C.2 Concept

The MMI consists of a broad multi-modal waveguide with in- and output waveguides to couple the light in and out. When a step-index profile is assumed the following relationship is obtained between the different propagation constants of the modes in the broad waveguide [6]:

$$\beta_0 - \beta_\nu \simeq \frac{\pi}{3L_\pi} \nu(\nu + 2) \text{ with } L_\pi = \frac{4n_r W_{eff}^2}{3\lambda} \quad (\text{C.1})$$

with β_ν the propagation constant of the ν_{th} order mode. The length L_π corresponds to the beat length of the two lowest-order modes with n_r the effective index of the ridge and W_{eff} the effective width of the waveguide including the penetration of the modes in the neighbor material. λ is the wavelength in vacuum. From expression (C.1) it is possible to derive some self-imaging properties of the input field at certain distances in the waveguide. In case of a 2 by 2 MMI as shown in Fig. 1, at a distance of $3L_\pi$ the excited modes interfere such that the input field is coupled to the output waveguide for the cross state. When this component is fabricated in an SOA-layer structure, non-linear effects influence the behavior of the device. At low input powers the device works in the linear regime and all the light is coupled to the output waveguide for the cross state. When the input power is increased saturation sets in and causes the step-index profile to be disturbed due to the influence of the lateral power distribution on the electron density, which in turn has its effect on the real and imaginary part of the refractive index:

$$n(x) = n_r + \Gamma(\beta N(x) + i \frac{a}{2k_0} (N(x) - N_0)) \quad (\text{C.2})$$

with n_r the effective refractive index of the ridge, Γ the confinement factor, β the anti-guiding factor, $N(x)$ the electron density, a the differential gain, k_0 the wave vector and N_0 the transparency electron density. This implies that the propagation constants of the different modes in the broad waveguide are changed in a mode-dependent way and eventually will interfere more constructively at the output waveguide for the bar state. Based on this effect regeneration can be obtained.

C.3 Simulation results

The simulations have been obtained using a two-dimensional static beam propagation method, linked to an external program which takes into account the interaction between the carriers and the light. The unimolecular, bimolecular and Auger

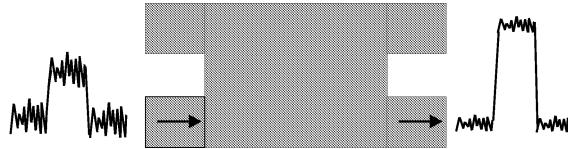


Figure C.1: Schematic of MMI-SOA based regenerator

recombination mechanisms have been considered and the gain is assumed to be linearly dependent on the electron density. The lateral electron density profile is calculated by solving the diffusion equation after each propagation step of $5 \mu\text{m}$.

$$\frac{J}{qd} - D_{eff} \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - AN - BN^2 - CN^3 - \frac{\Gamma a(N - N_0)P(x)}{\hbar \omega b d} = 0 \quad (\text{C.3})$$

With J the current density, q the elementary charge, d the thickness of the active layer, D_{eff} the effective diffusion coefficient, A , B and C the different recombination parameters, \hbar the reduced Planck constant, ω the optical angular frequency and b the width of the waveguide. As mentioned before, the working principle of the MMI is based on the step index-profile. Because lateral carrier diffusion in the active layer of a shallowly etched ridge SOA-waveguide causes a non-homogeneous carrier distribution under the ridge, the lateral refractive index profile is already disturbed in the linear regime and has an influence on the self-imaging properties of the MMI-SOA. Therefore the ridge waveguide has to be etched through the active layer. This causes a homogeneous distribution of the carriers under the ridge when surface recombination is negligible.

Fig. C.2 shows calculated transfer functions at current densities of 3000, 3500 and 4000 A/cm^2 . It gives the output power in the fundamental mode in the bar state output waveguide as a function of the input power in the fundamental mode. The MMI has a width of $8 \mu\text{m}$. The in- and output waveguides have a width of $3 \mu\text{m}$. The simulation results give proof of a digital transfer characteristic of which the decision point can be swept by changing the current.

C.4 Fabrication and characteristics

MMI-SOAs have been fabricated with a width of $8 \mu\text{m}$. The width of the in- and output waveguide are $3 \mu\text{m}$. This makes it a tolerant device with respect to the width of the device. The layer structure consists of eight 8 nm thick 1% compressively strained InGaAsP Quantum Wells with InGaAsP (Q1.25) barriers of thickness 15 nm . This layer stack has been sandwiched between 2 InGaAsP (Q1.25) layers of 90 nm . The layer structure has been grown using metal-organic vapor phase epitaxy (MOVPE). A combination of wet etching and RIE- etching has been used to define the ridges of the ridge-type waveguides. The ends of the MMI facets have been tilted at 45 degrees to avoid reflections at the MMI-facets. The in- and output waveguides have been etched shallowly, and the MMI itself

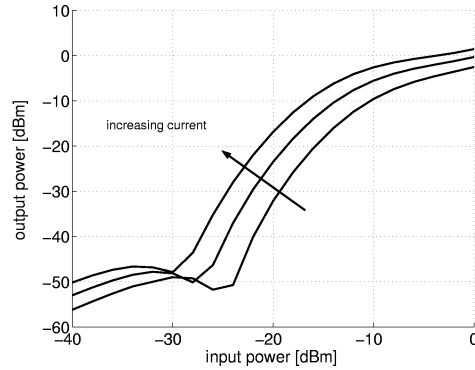


Figure C.2: Simulations of regeneration curve at different currents

has been etched deeply to avoid the current spreading. The transition from deep etching to shallow etching has been performed just inside the MMI, as shown in Fig. C.3, to minimise the reflection at the MMI-facets. The output waveguides

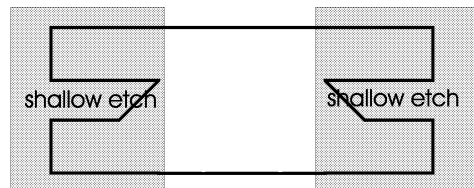


Figure C.3: Detail of the MMI-facet

have been tilted at an angle of 10 degrees, no AR-coating has been applied. The device has been fabricated in an all-active layout. To avoid saturation effects in the in- and output waveguides they have been provided with separate electrodes which are biased near transparency. The total size of the device, as in Fig. C.4,

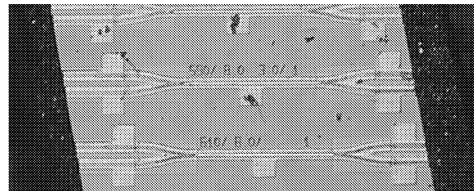


Figure C.4: Photograph of MMI-SOA chip

is only 1500 μm including the peripheral waveguides.

C.5 Measurement results

The light has been coupled into the chip using a lensed fiber. No tapers were used and no anti-reflection coating has been deposited on the chip facet, causing a coupling loss of about 8 dB. The output coupling has been realized by using an objective lens, then the light is coupled into a single mode fiber using a GRIN-lens. The output is sent to a spectrum analyzer to measure the power at the wavelength of the input signal in a bandwidth of 0.1 nm. Due to the strong polarization dependence of the gain in compressively strained quantum wells, the polarization of the input light had to be controlled. Fig. C.5 shows the output power in the

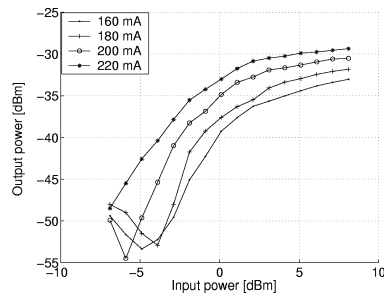


Figure C.5: Static transfer function of MMI with length $570 \mu\text{m}$ at different currents

bar state output waveguide as a function of the input power of an MMI with a length of $570 \mu\text{m}$ for various currents at a signal wavelength of 1555 nm . The measurements correspond very well to the simulations and show a flat response at high input power. The low detected output powers are due to the poor coupling efficiency of the light from the chip into the single mode fiber after the objective lens and the GRIN lens. The flat high power side will allow an increase in signal to noise ratio while the steep transition between the low and high power side will allow an increase in extinction ratio. Extinction ratio improvements of more than 8 dB are obtained. Fig. C.6 presents the measurements of an MMI with a length of $550 \mu\text{m}$ at different currents, still obtaining good results. Experimental results on an MMI of $580 \mu\text{m}$ in length have been presented in [5]. This means that the MMI-SOA performs good regenerative properties over a range of $30 \mu\text{m}$. Because the length of the MMI is related to the width, following the expression in (C.1), this tolerance in length corresponds to a tolerance in width of $\pm 0.1 \mu\text{m}$ which is technologically acceptable.

C.6 Conclusion

A 2R regenerator is presented based on a 2 by 2 MMI-SOA. Simulations of the device, obtained using a modified 2D BPM program, have been shown. The device has been fabricated and tested. The measured regeneration characteristics agree

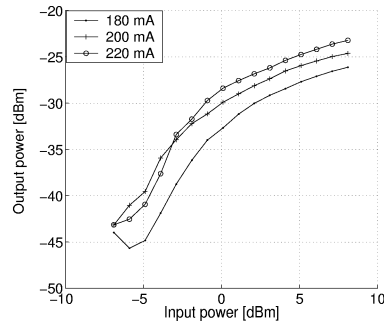


Figure C.6: Static transfer function of MMI with length $550 \mu\text{m}$ at different currents

well with the simulations and show a digital form and offer an extinction ratio improvement of about 8 dB. The component shows a regenerative behavior with a MMI-length tolerance of $30 \mu\text{m}$, corresponding to a width tolerance of $0.1 \mu\text{m}$. The dynamics of the device has not been treated in this letter but is subject to investigation and is expected to be similar to the dynamics of single moded SOAs.

Bibliography

- [1] D. Wolfson, A. Kloch, T. Fjelde, C. Janz, B. Dagens and M. Renaud, "40Gb/s all-optical wavelength conversion, regeneration, and demultiplexing in an SOA-based all-active Mach-Zehnder interferometer," in *Photon. Technol. Lett.*, vol. 12, pp.332-334, March 2000
- [2] O. Brox, A. Kilk, C. Caspar, D. Hoffmann, M. Möhrle, G. Sahin and B. Sartorius, "Q-switched laser module for regenerative wavelength conversion," in *Proc. ECOC 2000*, vol. 2, pp. 57-58
- [3] D. Wolfson, P. Hansen, A. Kloch, T. Fjelde, C. Janz, A. Coquelin, I. Guillemot, F. Gaborit, F. Poingt and M. Renaud, "All-optical 2R regeneration at 40 Gbit/s in an SOA-based Mach-Zehnder interferometer," in *Tech. Dig. OFC*, San Diego, CA, paper PD36, 1999.
- [4] B. Lavigne, D. Chiaroni, P. Guerber, L. Hamon, and A. Jourdan, "Improvement of regeneration capabilities in semiconductor optical amplifier-based 3R regenerator," in *Tech. Dig. OFC*, San Diego, CA, paper TuJ3, 1999
- [5] J. De Merlier, G. Morthier, T. Van Caenegem, R. Baets, I. Moerman and P. Van Daele, "Experimental demonstration of 15 dB extinction ratio improvement in a new 2R optical regenerator based on an MMI-SOA," in *Proc. ECOC*, Amsterdam, The Netherlands, paper Th.F.2.4, 2001

- [6] L. B. Soldano and E. C. M. Pennings, "Optical Multi-mode interference devices based on self-imaging: principles and applications," in *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, pp. 615-627, April 1995

Publication D

All-optical 2R regeneration based on an integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer incorporating an MMI-SOA

J. De Merlier, G. Morthier, P. Van Daele, I. Moerman and R. Baets

Published in Electronics Letters, Vol. 38, pp. 238-239, 2002

Abstract— 2R regeneration is proposed with an integrated Mach-Zehnder interferometer containing a monomodal SOA and an SOA with a 1 X 1 MMI (Multi Mode Interference coupler)-SOA in the arms. Simulations and the measurement of the static transfer function show a digital shape with a high extinction ratio improvement.

D.1 Introduction

Optical signals propagating through a network suffer from serious degradation, which is mainly caused by the accumulation of noise introduced by the amplifiers, by dispersion and by crosstalk in the optical switches. Therefore regeneration of the signals at intermediate distances is needed. Because of the increasing data rates, all-optical techniques will be required to overcome the electronic bottleneck. Most 2R regeneration schemes, proposed so far, are based on regeneration with simultaneous wavelength conversion. This requires a filter at the output and a CW laser. Therefore, it is advantageous to use a pass-through scheme, which reshapes the original data-signal. The most promising results in terms of 2R regeneration,

using a pass-through scheme, have been achieved by using Semiconductor Optical Amplifier (SOA)-based interferometric structures with two identical SOAs in both arms. These types have been operated at 40 Gb/s [1]. Yet, the reshaping is mainly performed at the logical "1", while the extinction ratio improvement is rather poor, maximally around 4 dB [2]. In this letter, simulations and static measurement results are given for a novel type of 2R regenerator, based on a Mach-Zehnder Interferometer (MZI) with an SOA in one arm and a 1 X 1 MMI-SOA in the other arm. Simulations and measurements show an improved regeneration characteristic as compared to the interferometers with 2 identical SOAs.

D.2 Concept

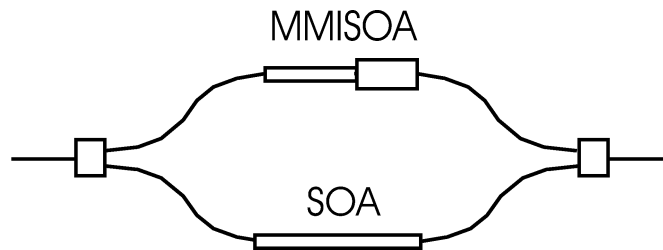


Figure D.1: Layout of the MZI-based 2R regenerator incorporating an SOA and a 1 X 1 MMI-SOA

The layout of the regenerator is shown in Figure D.1. A single mode SOA is incorporated in one arm, while in the other arm part of the SOA is replaced by a 1 X 1 MMI-SOA, which images the input field from the input to the output waveguide. Due to a larger active area in the MMI-SOA, the input saturation power is significantly higher [3], while the same unsaturated gain can be obtained. This implies that nearly total destructive interference can be achieved at low input powers. This also means that the phase difference between the two arms will move faster from destructive to constructive interference as compared to the case with 2 identical SOAs. Thus the transition from the '0'-level to the '1'-level will occur in a smaller interval. These effects cause the improved regenerative behavior of the component.

D.3 Results

The simulations have been performed using a Beam Propagation Method, which takes into account the photon-electron interaction in the active layer. Figure D.2 shows a simulated regeneration curve where destructive interference is set at an input power of -22 dBm. In order to verify the concept, the regenerator has been fabricated in an all-active layout (see Fig. D.3). The layer structure contains eight 8 nm thick 1 % compressively strained InGaAsP (Q1.65) quantum wells with

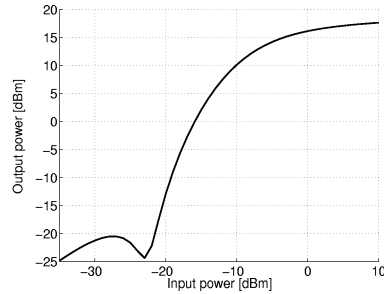


Figure D.2: Simulated transfer function

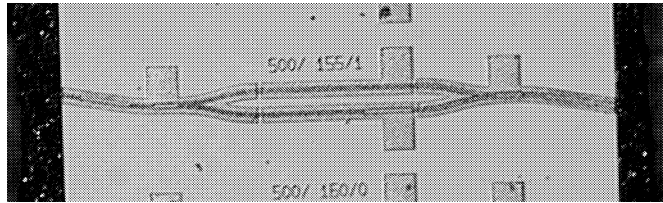


Figure D.3: Photograph of the chip

InGaAsP (Q 1.25) barriers of 15 nm. This MQW stack is sandwiched between two InGaAsP (Q 1.25) layers with a thickness of 90 nm. The layer structure has been grown using metal-organic vapor phase epitaxy (MOVPE). The samples have been processed using a combination of wet etching and RIE etching. A lensed fiber has been used to couple the light into the chip. No tapers were applied and no anti-reflection coating has been deposited on the chip facet. This causes a coupling loss of about 8 dB (including reflection losses). The light has been coupled out of the chip by using an objective lens and is coupled into a fiber using a GRIN lens. The measurements have been performed on an MZI with an MMI of 170 μm in length and 8 mm in width. The total arm length is 500 μm . Figure D.4 shows the measured transfer function of the device for a signal at a wavelength of 1580 nm. The currents in the arms have been adjusted in order to obtain a minimal output power for an input power of -7 dBm. Almost total destructive interference is obtained. The output waveguides are biased near transparency to avoid saturation effects in these regions. The measurement agrees well with the simulation and shows a digital transfer characteristic with a large extinction ratio improvement from 6 dB to over 20 dB.

D.4 Conclusion

Simulations and experimental results of a Mach-Zehnder interferometer incorporating an SOA and an MMI-SOA in the arms have been shown. The experimental

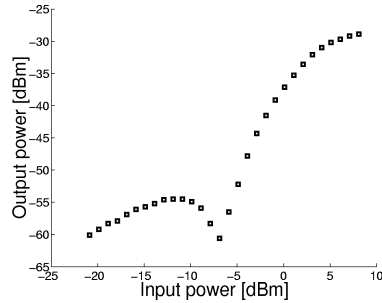


Figure D.4: Measured static transfer function at signal wavelength of 1580 nm

results agree very well with the simulations. The measured static transfer function shows a digital form and a large increase in extinction ratio. An input extinction ratio of 6 dB can be improved to over 20 dB. This is the best extinction ratio improvement published so far with an SOA-based MZI.

Bibliography

- [1] Wolfson D., Hansen P. B., Kloch A., Fjelde T., Janz C., Coquelin A., Guillemot I., Gaborit F., Poingt F. and Renaud M., "All-optical 2R regeneration at 40 Gb/s in an SOA-based Mach-Zehnder interferometer", in *Tehn. Dig. OFC*, San Diego, CA, paper PD36, 1999
- [2] Wolfson D., Hansen P., Kloch A., Fjelde T., Janz C., Coquelin A., Guillemot I., Gaborit F., Poingt F. and Renaud M., "All-optical 2R regeneration based on interferometric structure incorporating semiconductor optical amplifiers", *Electron. Lett.*, vol. 35, pp 59-60, 1999
- [3] Hamamoto K., Gini E., Holtmann C., Melchior H., Sudo S., Mori K., Sasaki T., and Yamaguchi M.: 'Active multi-mode-interferometer semiconductor optical amplifier', *Electron. Lett.*, vol. 36, pp. 1218-1220, 2000

Publication E

Experimental demonstration of all-optical 2R regeneration at 10 Gb/s in a novel MMI-SOA based device

Mads L. Nielsen, Jan De Merlier, Geert Morthier, Roel Baets

Published in the proceedings of OFC 2002, pp. 81-83, 2002

Abstract— All-optical 2R regeneration of a 10 Gb/s signal has been demonstrated for the first time using an all-active 2x2 multimode interference coupler. Extinction ratio improvement, as well as sensitivity improvement is demonstrated in a compact device.

E.1 Introduction

All-optical regeneration will be a key functionality in future high-speed networks, since the detrimental effects of ASE- and jitter accumulation, as well as fiber dispersion, will put a strict limit on the size of the network [1]. The ideal regenerator would be an all-optical device capable of performing 3R regeneration on a number of WDM channels simultaneously. However, this would require temporal synchronization of all the channels, as well as a regeneration scheme very tolerant towards power level and cross-talk [2]. These issues may be solved in the future, but until then regeneration will have to be performed on each channel separately. This puts very stringent requirements on the physical size and power consumption of each regenerator, if they are to be integrated on a single chip. In most of the regeneration schemes reported so far, e.g. using all-active Michelson (MI) or Mach-Zehnder (MZI) interferometers, simultaneous wavelength conversion to

a CW or clock signal is an inherent property [3]. This is an advantage in a scenario where wavelength conversion is required anyway, but if the conversion is not desirable, an additional wavelength converter is needed to return to the original input wavelength [3]. This complicates integration, and increases the physical size of the device considerably. So-called pass-through 2R regeneration schemes, in which wavelength conversion is not performed, have been demonstrated at up to 40 Gb/s using the MI and MZI [4]. In these schemes the data signal does not interact with additional signals, which means that a CW or clock source can be avoided at the input, and a filter is no longer needed at the output. This greatly reduces complexity and enables integration of a large number of regenerators for use in parts of the network where wavelength conversion is not necessary. In this paper we show the first dynamic measurements at 10 Gb/s on a novel type of all-optical pass-through type 2R regenerator based on an all-active 2x2 multimode interference coupler (MMI-SOA). The device is very compact compared to the MZI 2R regenerator and has a digital-like transfer function [5], which enables a more effective noise suppression in the logical zero level.

E.2 Principle of operation

As shown in Fig. E.1 (a), the signal is launched into one of the inputs of the 2x2 MMI-SOA where it excites a subset of the eigenmodes supported by the wide waveguide. The excited eigenmodes will interfere as they propagate through the MMI, causing the lateral intensity pattern of the total excited field to produce periodic direct and mirrored self-images [6]. The propagation constants identifying the different eigenmodes depend on the lateral carrier density profile, which in turn is influenced by the input power. The length of the device is chosen such that, for input powers below the input saturation power, a mirrored self-image appears at the input of the cross-state exit-waveguide, causing all the signal power to be coupled out here. In other words the output field will interfere destructively at the input of the bar-state exit waveguide, and a minimum of power will exit through this port. As the input power is

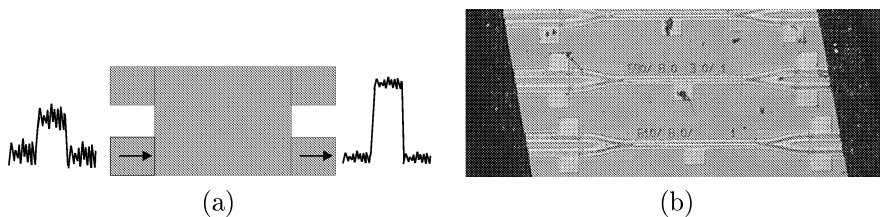


Figure E.1: . (a) Schematic of device layout and operation principle, (b) Photograph of chip

increased, the carrier density starts to saturate. This changes the real as well as the imaginary parts of the eigenmode propagation constants, causing a change

of the relative phase relationship between the modes. As a result, the output field will evolve from interfering destructively at low input powers, to gradually interfere constructively in front of the bar-state exit waveguide. Accordingly, the amount of power coupled out of the bar-state waveguide increases with the input power, and since this increase is highly nonlinear, regeneration can be obtained.

E.3 Static modelling, design, and characterization

To assist in the design of the MMI-SOA, a simulator based on the finite difference beam propagation method (FD-BPM) has been developed. It takes into account the inhomogeneous mode excitation by the ASE, as well as the lateral carrier diffusion in the active layer of the device. These effects are important since they influence the self-imaging properties of the MMI-SOA. Based on the modeling, it was concluded that the width of the input waveguides should be as large as $3\ \mu\text{m}$ for an MMI width of $8\ \mu\text{m}$, to obtain a sufficiently tolerant MMI design. The MMI-SOAs were fabricated with an active region consisting of eight $8\ \text{nm}$ thick compressively strained quantum wells. Additional details about the fabrication process can be found in [5]. In this reference a comparison of the simulated and measured transfer functions can also be found, and it was reported there that a static output extinction ratio (ER) of 22 dB could be achieved for an input ER of 7 dB.

E.4 Dynamic measurements at 10 Gb/s

Dynamic measurements at 10 Gb/s were performed on an MMI-SOA with a length of $550\ \mu\text{m}$. Including the access waveguides, this makes the total structure only 1.5 mm long. Fig. E.2(a) shows the experimental setup used in the measurements. The data signal is generated by modulating a 10 GHz pulse train from a gain-switched DFB laser, emitting at a wavelength of 1554 nm, with a PRBS sequence of word length $2^{31}-1$. The signal is first passed through a noise generator consisting of a variable attenuator followed by an EDFA and an optical bandpass filter. By controlling the amount of signal power launched into the EDFA, the output optical signal-to-noise ratio (OSNR) can be varied. The signal then traverses the MMI-SOA, using lensed fibers to couple the light in and out of the chip. Finally, the signal is detected in a pre-amplified receiver. As the input power to the EDFA is decreased the OSNR obviously decreases. At the same time the ER decreases, since the unmodulated ASE generated by the EDFA adds to the base-line of the signal. This is clearly seen in Fig. E.2 (b), which shows an optical eye diagram without using the MMI-SOA. Fig. E.2 (c) shows the eye diagram of the same signal, after it has traversed the MMI-SOA, and a clear suppression of the zero-level is observed. In Fig. E.3 (a) the ER of the signal is shown as a function of the input power to the EDFA, both with the MMI-SOA in the system (solid circles) and without it (hollow circles). The ER improvement obtained by using

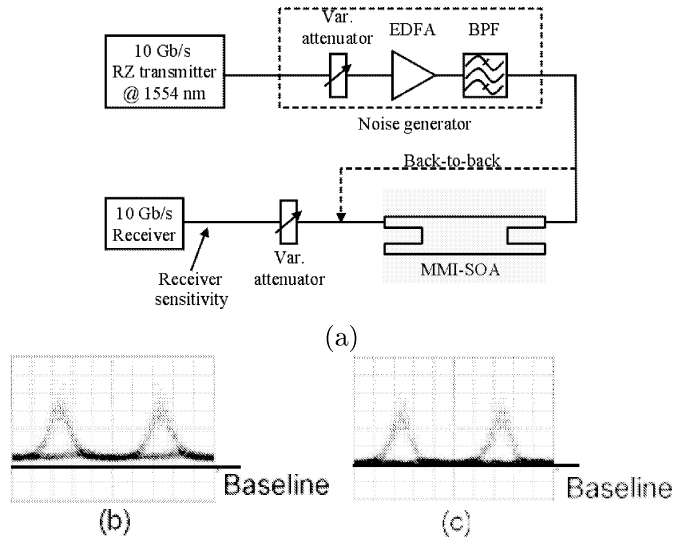


Figure E.2: (a) Experimental setup for the 2R regeneration scheme using the MMI-SOA. The dashed arrow indicates the back-to-back setup. (b) Back-to back eye diagram of signal + added noise, and (c) the same eye diagram using the MMI-SOA

the MMI-SOA is observed to be significant.

The noise suppression capabilities of the MMI-SOA are demonstrated in Fig. E.3 (b) where the receiver sensitivity is shown with (solid circles) and without regeneration (hollow circles), as a function of the input power to the EDFA. Clear signal regeneration is observed, which is a verification that noise suppression has taken place: from Fig. E.3 (a) it is seen that an input power to the EDFA of -27.5 dBm gives rise to an ER of 13 dB without regeneration and 14.5 dB with regeneration. This modest ER improvement does not by itself give rise to any noticeable sensitivity improvement [7], so it is clear that the improvement of more than 10 dB observed in Fig. E.3 (b) is predominantly due to noise suppression.

E.5 Conclusions

We have shown the first demonstration of 2R pass-through regeneration of a 10 Gb/s data signal in an MMI-SOA. The measurements show extinction ratio improvement as well as sensitivity improvement. The latter is predominately due to noise suppression. The good high-speed performance, along with the compact and simple design, makes this a promising device.

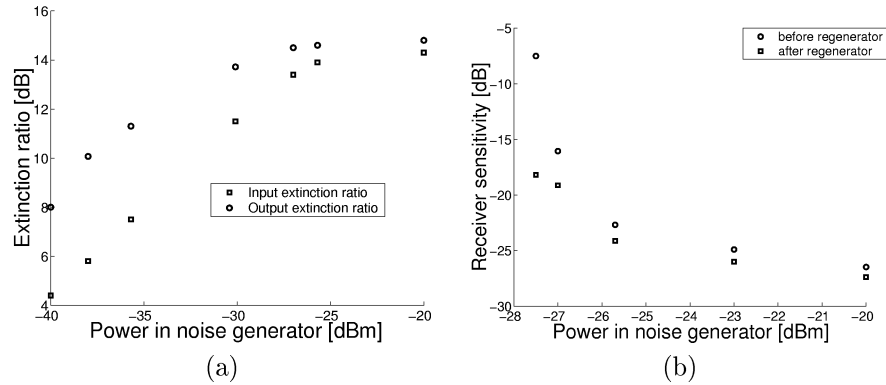


Figure E.3: (a) Extinction ratio with and without the 2R regenerator, (b) Receiver sensitivity with and without 2R regenerator. Both as a function of input power to the noise generating EDFA.

Bibliography

- [1] O. Leclerc et al., "Optical Regeneration and WDM Dispersion Managed Transmission Systems", ECOC'01, Tu.M.1.1
- [2] B. Sartorius et al., "3R All Optical Regeneration", ECOC'01, Tu.M.3.1
- [3] B. Lavigne et al., "Cascade of 100 optical 3R regenerators at 40 Gb/s based on all-active Mach Zehnder interferometers", ECOC'01, We. F.2.6
- [4] D. Wolfson et al., "All-optical 2R regeneration at 40 Gb/s in an SOA-based Mach-Zehnder interferometer", OFC 1999, PD36 [5]
- [5] J. De Merlier et al., "Experimental demonstration of 15 dB extinction ratio improvement in a new 2R optical regenerator based on an MMI-SOA", ECOC'01, Th. F.2.4
- [6] L. B. Soldano et al., "Optical Multi-Mode Interference Devices Based on Self-Imaging: Principles and Applications", J. Lightwave Techn., vol 13 (4), 1995.
- [7] S. L. Danielsen, "Traffic analysis and signal processing in high-capacity optical networks", PhD Thesis, EMI, Techn. Univ. of Denmark, 1998

Publication F

Dynamic behaviour of a novel 2R regenerator based on an asymmetric SOA-based Michelson interferometer containing a 1X1 MMISOA

Jan De Merlier, Geert Morthier and Roel Baets

accepted for OAA 2003

Abstract— All-optical 2R regeneration has been demonstrated at 2.5 Gb/s on a novel integrated SOA-based 2R regenerator. Simultaneous improvement of the extinction ratio and receiver sensitivity has been demonstrated for signals subject to different degrading mechanisms.

F.1 Introduction

Optical regeneration will be a key functionality in future optical WDM networks, allowing the transmission of datasignals over large distances. The proposed 2R (Re-amplification and Re-shaping) regenerator is based on a pass-through scheme. This means that regeneration is performed without transferring the data on another carrier. This implies that the device is wavelength transparent, which is advantageous as compared to the regeneration schemes performing simultaneous wavelength conversion and optoelectronic solutions. Furthermore a cascade of 2

wavelength converters is needed in order to put the data on the original wavelength [1].

Other pass-through schemes have been proposed during the past years. The first proposal consisted of a Mach-Zehnder interferometer containing 2 Gain Clamped Semiconductor Optical Amplifiers (GCSOAs). Static measurement results show a digital transfer function but the maximum speed is limited due to relaxation oscillations of the GCSOAs [2]. A second type uses an SOA-based Michelson interferometer with identical SOAs in both arms. This type only shows a weak non-linear transfer function but has been able to operate at 40 Gb/s [3]. The proposed 2R regenerator combines both advantages. It is based on an asymmetric SOA-based Michelson interferometer containing a 1X1 MMISOA (Multi Mode Interference coupler Semiconductor Optical Amplifier) in one of the arms. The device is SOA-based which should allow for high speed operation. Furthermore it has been shown that the transfer function of the device in a Mach-Zehnder interferometer configuration reveals a very steep non-linear transfer function [4]. This paper shows first static and dynamic measurement results of the proposed scheme in a Michelson interferometer configuration.

F.2 Working principle

The regenerator is based on a Michelson interferometer containing a monomodal SOA in one arm and a monomodal SOA, of which a part has been replaced by a 1X1 MMISOA, in the other arm. The 1X1 MMISOA is a broad waveguide showing a monomodal behaviour between the in- and output waveguide. But inside the MMISOA the light spreads, leading to a decreased power density and resulting in a decreased saturation state of the SOA. This leads to an increase of the input saturation power of this arm as compared to the arm with the monomodal SOA. This effect is achieved without inducing a difference of the small signal gain in both arms. This results in a device where, when the currents are set properly, almost total destructive interference can be obtained at low input powers. When the input power is increased and the monomodal SOA saturates, the phase difference is moving away from destructive interference. This fast change in phase difference is stopped when saturation sets in at the other arm. This effect results in a very steep step-like transfer function.

F.3 Static measurement results

The component has been fabricated in an all-active layout. The SOAs are ridge type with a width of 3 μm and the active layer consists of 8 1% compressively strained QWs ($\Gamma=0.14$). The length of the arms equals 450 μm . The length of the 1X1 MMISOA equals 165 μm with a width of 8 μm . The measurements have been performed at a wavelength of 1550 nm. The static results of the device are shown in figure F.1 (a) at different current settings, indicated in the figure. The first current is applied to the monomodal SOA, the second to the SOA containing the 1X1 MMISOA. Thus changing the current allows to change the decision point.

The static transfer function shows a very steep non-linear behaviour allowing for a large increase of the extinction ratio. The transfer function flattens out towards higher powers which allows for a decrease in the noise at the '1'-level.

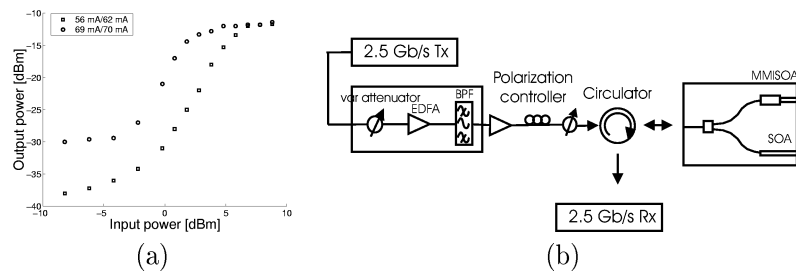


Figure F.1: (a) Static transfer function at different current settings (b) Measurement setup

F.4 Dynamic measurement results

The measurement setup is given in figure F.1 (b). The amount of noise on the signal can be controlled by changing the input power of the first EDFA. This signal is then passed through a filter (3 dB bandwidth 0.3 nm) to get rid of the excess spontaneous emission from the first EDFA. A second EDFA is used to boost the power. After controlling the polarization (the active layer mainly amplifies TE polarized light) the light is coupled into the device. The input power can be controlled by a variable attenuator.

F.4.1 Extinction ratio improvement

The performance of the regenerator has first been tested by checking its capability of improving the extinction ratio at a bit rate of 2.5 Gb/s. The input signal has an extinction ratio of 5.5 dB and is attenuated to -30 dBm before the EDFA, resulting in a small increase of the noise. The eye diagram is shown in figure F.2 (a). The current settings through the 3 amplifier sections are 150 mA through the MMISOA, 100 mA through the monomodal SOA and 44 mA through the input waveguides. An eye diagram of the output signal is given in figure F.2 (b). Comparing both eye diagrams reveals an increase of the extinction ratio to 12 dB and a significant noise reduction at the '0'-level. The noise at the '1'-level is nearly the same. Bit-Error-Rate (BER) measurements have been performed (using a PRBS sequence of $2^{23}-1$) on the in- and output signal of the regenerator. The results are given in figure F.2 (c). It becomes clear that the receiver sensitivity of the regenerated signal is improved by 4.5 dB as compared to the input signal, in order to obtain a BER of 10^{-9} . The large receiver sensitivity improvement proves the regenerative behavior of the device.

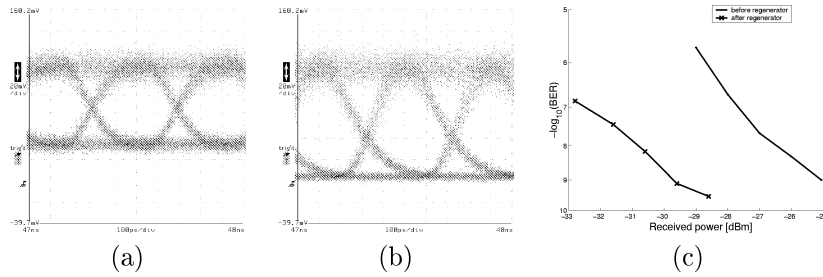


Figure F.2: (a) Eye diagram of the input signal (b) Eye diagram of the output signal (c) BER measurement results

F.4.2 Noise reduction

In order to measure the noise reduction capabilities of the regenerator, measurements have been performed using a noisy input signal. The input extinction ratio equals 9.5 dB and is attenuated down to -40 dBm before the EDFA. Figure F.3 (a) shows the eye diagram of the degraded input signal, clearly showing the increased noise mainly at the '1'-level. The eye diagram of the regenerated signal is given in figure F.3 (b). A comparison between both signals shows a significant decrease of the noise at '0' as well as at the '1' level. An increase of the extinction ratio is observed to 11.4 dB. BER measurements have been performed at 2.5 Gb/s in order to confirm the improved signal quality. The results are given in figure F.3 (c). Again the receiver sensitivity is improved up to 6 dB at a BER of 10^{-9} . Due to the low value of the confinement factor of the SOAs the speed of the devices is limited to 2.5 Gb/s. New devices will be fabricated, optimized towards high-speed operation.

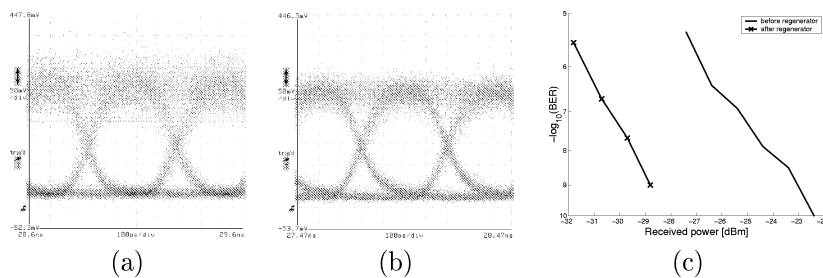


Figure F.3: (a) Eye diagram of the input signal (b) Eye diagram of the output signal (c) BER measurement results

F.5 Conclusion

First dynamic measurements have been performed on a novel 2R regenerator. A simultaneous increase of extinction ratio and receiver sensitivity has been demonstrated for different types of input signal degradation.

Bibliography

- [1] B. Lavigne et. al., "Cascade of 100 optical 3R regenerators at 40 Gb/s based on all-active Mach Zehnder interferometers", ECOC'01, We. F.2.6
- [2] M.S. Zhao, et.al. "Demonstration of extinction ratio improvement from 2 to 9 dB and intensity noise reduction with the MZI-GCSOA all-optical 2R regenerator" *Photonics Technology Letters*, pp. 992-994 JUL 2002
- [3] D. Wolfson et. al., "All-optical 2R regeneration at 40 Gb/s in an SOA-based Mach-Zehnder interferometer", OFC 1999, PD36 All-optical
- [4] J. De Merlier et. al., "2R regeneration based on integrated asymmetric Mach-Zehnder interferometer incorporating MMI-SOA" *Electronics Letters*, pp. 238-239 FEB 2002