

УНИВЕРЗИТЕТ У БЕОГРАДУ
ЕЛЕКТРОТЕХНИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Ангелина Р. Тотовић

МОДЕЛОВАЊЕ ПОЛУПРОВОДНИЧКИХ
ОПТИЧКИХ ПОЈАЧАВАЧА ЗА ПРИМЕНЕ У
ОПТИЧКИМ ПРИСТУПНИМ МРЕЖАМА

докторска дисертација

Београд, 2018.

UNIVERSITY OF BELGRADE
SCHOOL OF ELECTRICAL ENGINEERING

Angelina R. Totović

MODELING OF
SEMICONDUCTOR OPTICAL AMPLIFIERS
FOR OPTICAL ACCESS NETWORKS

Doctoral Dissertation

Belgrade, 2018.

Ментор:

др ДЕЈАН ГВОЗДИЋ, редовни професор
Универзитет у Београду - Електротехнички факултет

Чланови комисије:

др ЈАСНА ЦРЊАНСКИ, доцент
Универзитет у Београду - Електротехнички факултет

др ЗЛАТАН ШОШКИЋ, редовни професор
Универзитет у Крагујевцу - Факултет за машинство и грађевинарство у Краљеву

др НАТАША НЕШКОВИЋ, редовни професор
Универзитет у Београду - Електротехнички факултет

др МАРКО КРСТИЋ, доцент
Универзитет у Београду - Електротехнички факултет

Датум одбране: _____

Наслов дисертације: Моделовање полупроводничких оптичких појачавача за примену у оптичким приступним мрежама

Сажетак: Предмет ове дисертације јесте развој детаљних и ефикасних нумеричких и аналитичких модела полупроводничких оптичких појачавача, за примену у приступним оптичким мрежама. Полазећи од оптичких особина активних области на бази масивног полупроводника и вишеструких квантних јама, формиран су теоријски модели два најчешће коришћена типа појачавача – на бази путујућег таласа и рефлексивног, оптимизованих да буду поларизационо неосетљиви. Модели се заснивају на систему интегро-диференцијалних једначина написаних по густинама носилаца, спектралним густинама фотона сигнала и шума, и фазама сигнала у оба смера пропагације.

Најпре је развијен широкопојасни стационарни модел појачавача са пропратним алгоритмом за нумеричку симулацију, помоћу ког је извршена детаљна анализа појачавача. Показано је да рефлексивни појачавач на излазу испољава изражене резонанције и антирезонанције у спектру шума појачане спонтане емисије. Трансмисионо појачање веће је у случају рефлексивних појачавача него у случају појачавача на бази путујућег таласа. Уочено је да спектрално зависни фактор конфинирања и варијација индекса преламања значајно утичу на трансмисионо појачање. Служећи се погодном одабраним скупом апроксимација, формиран је нови полу-аналитички модел и развијен алгоритам за његову имплементацију. Полу-аналитички модел доводи до поузданих резултата за време које је до два реда величине краће у поређењу са широкопојасним стационарним моделом, што га чини атрактивним избором за софтверска решења намењена моделовању сложених оптичких комуникационих система.

Динамичка анализа најпре је спроведена нумерички за велике сигнале, служећи се „узводном“ шемом за решавање система једначина. Показано је да се оба типа појачавача успешно могу користити у електро-оптичкој (ре)модулацији сигнала. Динамичке карактеристике испитане су и помоћу детаљног модела малих сигнала са струјом као путујућим микроталасом. Откривено је да рефлексивни појачавачи испољавају два максимума у зависности -3dB пропусног опсега од улазне оптичке снаге, што није случај са појачавачима на бази путујућег таласа. Коначно, изведени су аналитички изрази за пропусни опсег оба типа појачавача у често коришћеном режиму транспаренције, који показују одлично квалитативно слагање са нумеричким моделом.

На основу добијених резултата, дате су смернице за избор одговарајућег радног режима и геометријских и структурних параметара појачавача како би

се остварило што веће трансмисионо појачање, односно пропусни опсег.

Кључне речи: -3dB пропусни опсег, електро-оптичка (ре)модулација, модулациони одзив, нумеричко моделовање, полупроводнички оптички појачавач, приступне оптичке мреже, трансмисионо појачање, шум појачане спонтане емисије

Научна област: Фотоника и квантна електроника

Ужа научна област: Оптоелектроника и фотонске комуникације

УДК број: 621.3

Dissertation title: Modeling of semiconductor optical amplifiers for optical access networks

Abstract: The object of this dissertation is the development of various detailed and efficient numerical and analytical models of semiconductor optical amplifiers, employed in access optical networks. Starting from the optical properties of active regions based on the bulk semiconductor and the multiple quantum wells, the theoretical model of the two most commonly used amplifier types – traveling-wave and reflective, is developed, such that the amplifiers are optimized to be polarization insensitive. The models are based on a system of integro-differential equations, written with respect to carrier densities, spectral photon densities of the signals and noise, and signals' phases for both propagation directions.

First off, a wideband steady-state amplifier model is developed, together with the accompanying numerical algorithm, further used for a detailed amplifier analysis. It has been shown that the reflective amplifier exhibits pronounced resonances and antiresonances in the spectrum of the output amplified spontaneous emission noise. The transmission gain of the reflective amplifiers proves to be higher in comparison to the traveling-wave ones. Results show that spectrally dependent confinement factor and refractive index variation significantly influence the transmission gain. Relying on a set of appropriately chosen approximations, a new, semi-analytical model is developed, together with the algorithm for its implementation. Semi-analytical model provides reliable results within the time that is up to two orders of magnitude shorter in comparison with the wideband steady-state model, which makes it an attractive choice for software solutions intended for modeling of complex optical communication systems.

Dynamic analysis starts with the large signal numerical model, implemented using the „up-wind“ scheme for equation solving. It has been shown that both amplifier types can be successfully used in electro-optic signal (re)modulation. Dynamic characteristics are further studied using a detailed small-signal model with the current modeled as a traveling microwave. Results reveal that reflective amplifiers exhibit two maxima in -3dB bandwidth dependence on input optical power, which is not the case with their traveling-wave counterparts. Finally, analytical formulae for -3dB bandwidth of both amplifier types are developed, for a commonly chosen transparency operating regime, which show excellent qualitative agreement with the results obtained using the numerical model.

Based on the obtained results, guidelines are provided for the choice of operating regime, geometrical and structural amplifier parameters, for increasing the

transmission gain and the modulation bandwidth.

Keywords: –3dB bandwidth, access optical networks, amplified spontaneous emission noise, electro-optical (re)modulation, modulation response, numerical modeling, semiconductor optical amplifiers, transmission gain

Research area: Photonics and Quantum Electronics

Research sub-area: Optoelectronics and Photonics Communication

UDC number: 621.3

Садржај

1	Увод	1
1.1	Пристапне оптичке мреже	3
1.2	Значај полупроводничких оптичких појачавача	7
1.2.1	Општа примена SOA	7
1.2.2	SOA у оптичким елементима за рачунарске међувезе	9
1.2.3	SOA у безбојним мрежним јединицама за пристапне оптичке мреже	11
2	Теоријски модел SOA	15
2.1	Структура, принцип рада и класификација	15
2.2	Моделовање материјалних и структурних параметара	19
2.2.1	Материјално појачање, радијативна спонтана рекомбинација и варијација индекса преламања	19
2.2.2	Дизајн таласовода и поларизациона неосетљивост	23
2.3	Брзинске једначине	26
2.3.1	Основни модел брзинских једначина	26
2.3.2	Шум појачане спонтане емисије	34
2.3.3	Проширени модел брзинских једначина	41
2.4	Преглед стационарних и динамичких модела SOA	48
2.4.1	Стационарни режим рада	50
2.4.2	Динамички режим рада	52
3	Дизајн и карактеризација активне области SOA	56
3.1	Оптичке особине активне области	56
3.1.1	Балк SOA	56
3.1.2	MQW SOA	58
3.1.3	Нумерички резултати и дискусија	59
3.2	Дизајн таласовода	61
3.2.1	Конфинирање оптичког сигнала	61

3.2.2	Нумерички резултати и дискусија	63
4	Стационарна анализа SOA	66
4.1	Широкопојасни самосагласни нумерички модел	66
4.1.1	Имплементација самосагласног метода	69
4.1.2	Нумерички резултати и дискусија	77
4.2	Стационарни полу-аналитички модел	87
4.2.1	Основе полу-аналитичких модела	92
4.2.2	Приближна решења за контрапропагирајуће сигнале и им- плементација алгоритма	93
4.2.3	Поређење са самосагласним нумеричким моделом	100
5	Динамичка анализа SOA	105
5.1	Динамички пропагациони модел	105
5.1.1	Нумеричка имплементација „узводне“ шеме	107
5.1.2	Примена SOA у (ре)модулацији оптичког сигнала	110
5.2	Модел малих сигнала са струјом као микроталасом	119
5.2.1	Формирање модела малих сигнала	121
5.2.2	Нумеричка имплементација	124
5.2.3	Нумерички резултати и дискусија	125
5.3	Модел малих сигнала за транспарентни SOA	136
5.3.1	Оквир модела	137
5.3.2	Услов транспаренције	138
5.3.3	Аналитички изрази за пропусни опсег	139
5.3.4	Поређење аналитичког и нумеричког модела	141
6	Закључак	144
	Библиографија	149
	Индекс скраћеница	169
	Биографија	174

Поглавље 1

Увод

You cannot not communicate.
– Harold A. Innis

Током последњих деценија, информације се сматрају једним од кључних економских ресурса и учешће информационо-комуникационих технологија у глобалном бруто домаћем производу тренутно износи приближно 2%, уз тенденцију пораста [1]. Са друге стране, слање, пренос, пријем, обрада и складиштење информација данас остављају приметан траг на глобалном нивоу кроз потрошњу енергије, и последично, емисију гасова стаклене баште [2]. Информационо-комуникационе технологије тренутно учествују са приближно 5% у укупној светској потрошњи енергије, са тенденцијом да овај удео достигне 20% током наредне деценије, при чему се за највеће потрошаче сматрају фарме сервера и центри података [3]. Имајући у виду захтеве наметнуте од крајњих корисника у погледу брзине, обима и поузданости преноса података, али и свеопшту тежњу за смањењем потрошње електричне енергије и прелазак на енергетски ефикасне технологије, решења заснована на оптичким технологијама спуштају се од окоснице и мрежа далеког и средњег домета ка нижим слојевима мрежне хијерархије, са коначном тежњом да дођу до крајњег корисника.

Како би се отворила могућност за масовну употребу оптичких технологија на корисничкој страни, неопходно је користити уређаје који су једноставни за реализацију и интеграцију, економски исплативи, енергетски ефикасни, робусни и мултифункционални. Пример таквих уређаја свакако су и полупроводнички оптички појачавачи. Иако се за своју основну функцију појачања користе већ деценијама, још увек представљају примамљиве уређаје јер могу понудити широк спектар других функција од интереса за приступне оптичке мреже.

Предмет ове дисертације јесте развој напредних, детаљних и ефикасних нумеричких и аналитичких модела полупроводничких оптичких појачавача, за

Увод

примену у приступним оптичким мрежама. Циљ дисертације је истраживање потенцијала полупроводничких оптичких појачавача у стационарном и динамичком режиму рада, који се најчешће квантификују кроз трансмисионо појачање, однос сигнал-шум, ширину спектра на ком се може постићи униформно појачање и -3dB пропусни опсег приликом модулације малим сигнаlima. На овај начин се отвара могућност њихове оптимизације кроз погодан одабир радних услова, материјала од којих су сачињени, као и геометрије уређаја. Дисертација је организована на следећи начин:

- У Уводном Поглављу дисертације направљен је осврт на приступне оптичке мреже и „последњи километар“, а затим су дискутовани улога и значај полупроводничких оптичких појачавача. У Поглављу 1.1 наведени су изазови са којима се приступне оптичке мреже тренутно суочавају. У Поглављу 1.2 дат је преглед примена полупроводничких оптичких појачавача у оптичким мрежама и све-оптичкој обради сигнала, након чега је дискутована могућност њихове примене у „безбојним“ оптичким мрежним јединицама на корисничкој страни приступне мреже.
- Поглавље 2 посвећено је теоријском моделу полупроводничких оптичких појачавача и прегледу доступне литературе. У Поглављу 2.1 описани су структура и принцип рада полупроводничких оптичких појачавача и извршена је њихова класификација. У Поглављу 2.2 дискутовани су материјални и структурни параметри, наиме, оптичке особине материјала од ког је сачињена активна област (Поглавље 2.2.1) и особине које проистичу из геометрије таласовода (Поглавље 2.2.2). У Поглављу 2.3, дат је преглед основног система једначина коришћеног за моделовање полупроводничких оптичких појачавача (Поглавље 2.3.1), а затим су кроз Поглавље 2.3.2 дискутоване особине шума спонтане емисије и начини на који се он може моделовати. У Поглављу 2.3.3 представљени су ефекти који су у литератури неретко занемарени, а који могу играти значајну улогу у обликовању стационарних и динамичких карактеристика појачавача. Коначно, у Поглављу 2.4, извршен је преглед модела доступних у литератури за стационарни (Поглавље 2.4.1) и динамички (Поглавље 2.4.2) режим рада.
- У Поглављу 3 представљени су резултати анализе и нумеричких симулација за два типа активних области, заснованих на масивном полупроводнику, односно вишеструким квантним јамама, са аспекта оптичких особина (Поглавље 3.1) и геометрије таласовода (Поглавље 3.2), при чему су оба типа активних области дизајнирана тако да се постигне поларизаци-

1.1. Приступне оптичке мреже

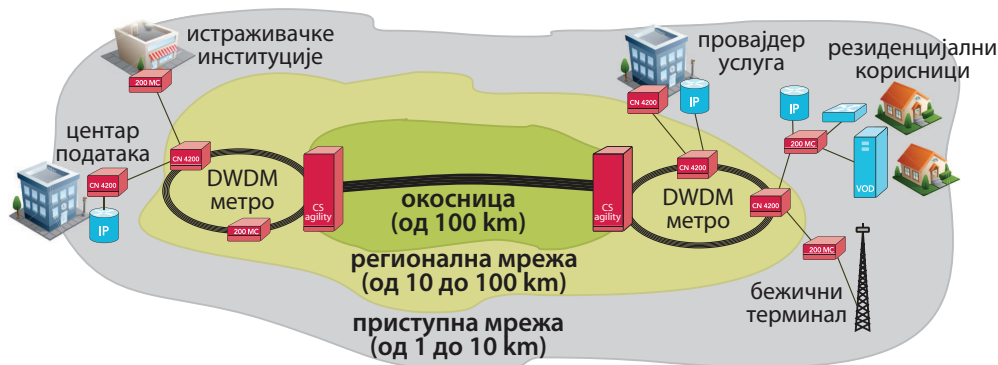
оно неосетљив режим рада.

- Стационарна анализа спроведена је у Поглављу 4. У Поглављу 4.1 развијен је и описан широкопојасни модел појачавача и одговарајући самосагласни итеративни нумерички метод за имплементацију модела. Извршена је детаљна анализа стационарних карактеристика појачавача, укључујући трансмисионо појачање и спектар шума на излазу. У Поглављу 4.2 развијен је полу-аналитички стационарни модел применом погодно одабраног скупа апроксимација, који обезбеђује поуздану процену трансмисионог појачања за један до два реда величине брже од детаљног нумеричког модела.
- Динамичка анализа појачавача спроведена је у Поглављу 5. Нумерички динамички модел, који подржава анализу произвољних временски зависних оптичких и/или електричних сигнала, представљен је у Поглављу 5.1. Помоћу нумеричког модела, имплементираног на основу „узводне“ шеме, извршена је теоријска анализа полупроводничких оптичких појачавача у сврху електро-оптичке (ре)модулације сигнала. Затим је у Поглављу 5.2 изведен детаљан нумерички модел за режим малих сигнала на основу ког је анализиран модулатиони одзив и -3dB пропусни опсег појачавача. Коначно, у Поглављу 5.3, изведени су аналитички изрази за брзу процену пропусног опсега полупроводничких оптичких појачавача који раде у режиму транспаренције.
- У Поглављу 6 дати су закључци дисертације.

1.1 Приступне оптичке мреже

Другу половину XX века обележио је интензивни развој технологије фиброоптичког преноса сигнала, односно преноса сигнала путем оптичког влакна. Вођење светлости помоћу принципа тоталне унутрашње рефлексије демонстрирао је Жан-Данијел Коладон (фр. *Jean-Daniel Colladon*) још давне 1842. године, и то кроз водени млаз [4]. Први покушаји примене истог принципа на оптичко влакно нису доживели велики успех услед врло великог слабљења сигнала. Тек након што су Чарлс Као (енг. *Charles K. Kao*) и Џорџ Хокам (енг. *George A. Hockham*) извршили детаљну анализу могућности коришћења влакана у преносу сигнала и сугерисали да би смањење нечистоћа довело до смањења губитака на прихватљивих 20 dB/km [5], истраживање на овом пољу уз-

1.1. Приступне оптичке мреже



Слика 1.1: Подела мрежа према архитектури.

има маха. Поређења ради, данас се стандардом сматра слабљење од 0.2 dB/km у трећем оптичком прозору (таласна дужина од 1.55 μm) у мономодном влакну.

Од предлагања оптичког влакна као медијума за пренос сигнала до његове прве комерцијалне употребе протекло је само 24 године. Први оптички трансмисиони систем, FTЗ, пуштен у рад 1980. године, радио је на таласној дужини од 0.82 μm служећи се мултимодним влакном и подржавао максимални битски проток од 45 Mb/s [6]. Убрзани развој технологије производње влакана високе чистоће, уз напредак на пољу предајника (енг. *transmitter*, Tx) и пријемника (енг. *receiver*, Rx) оптичког сигнала, у наредним годинама омогућили су постављање бројних кратких тачка-тачка (енг. *Point-to-Point*, P2P) линкова. Није било тешко предвидети да ће оптички тачка-тачка пренос врло брзо бити трансформисан у сложеније архитектуре и имплементиран на различитим слојевима мреже, чиме се прешло из доба оптичког преноса у доба оптичких мрежа.

У зависности од географске области коју покривају, оптичке мреже могу се грубо поделити у три широке категорије – окосницу, регионалну и приступну мрежу [7, 8], као што је приказано на сл. 1.1. Треба имати у виду да су раздаљине које свака од њих покрива дате оквирно, те да могу варирати. Додатно, са усложњавањем оптичких мрежа, и границе између њих престају да буду строго дефинисане. Стога се мреже чешће класификују према функцији коју обављају него по строгој географској подели.

Приступне мреже (енг. *Access Optical Network*, AON), најчешће покривају раздаљине од 1 до 10 km. Њихова основна улога је повезивање индивидуалних корисника или група корисника на регионалне (метро) мреже. Како је удаљеност коју покривају приступне мреже релативно мала, нису постављени строги захтеви по питању слабљења сигнала, дисперзије и нелинеарних ефеката. Основна мотивација за коришћење оптичког преноса у овом слоју јесте

1.1. Приступне оптичке мреже

велики пропусни опсег који нуди. Типично се користи једна од три топологије: магистрала, прстен или звезда, у зависности од намене мреже.

Као посебан део приступне мреже, може се издвојити последњи, односно први, километар до/од корисника. Термин „последњи километар“ заправо је колоквијалног карактера и представља растојање од централе која обезбеђује услугу (енг. *Central Office*, CO), односно оптичког линијског терминала (енг. *Optical Line Terminal*, OLT), до крајњег корисника. Питање последњег километра захтева темељну анализу, како са становишта економске исплативости, тако и са становишта корисничке опреме. Наиме, постојећа инфраструктура махом се састоји од бакарних парица (наслеђе од телефонске мреже), коаксијалних каблова (за дистрибуцију кабловске телевизије) и радио преноса (коришћеног за мобилне мреже). За разлику од радио преноса, који нуди услугу која није ограничена фиксном локацијом и у том смислу може бити ваљана конкуренција оптичким влакнима, прве две технологије, засноване на електричном преносу, инфериорне су у погледу перформанси у поређењу са оптичким технологијама. Па ипак, бакарне парице и коаксијални каблови опстају.

Са економског становишта, овакав избор је оправдан док год постојећа инфраструктура може да подмири захтеве корисника [9]. Уклањање бакарних жица ради постављања оптичких влакана, не само да доноси трошкове, већ може бити изузетно сложено у урбаним срединама, чак и на малим удаљеностима. Са друге стране, у руралним срединама, удаљеност корисника од CO је већа, те се трошкови постављања влакана повећавају, иако је сам поступак нешто једноставнији него у градским језгрима. Међутим, како постојећа инфраструктура достиже границе својих могућности, а обим саобраћаја расте, јавља се све већа потреба за имплементацијом напреднијих решења.

Неусаглашеност између капацитета који су на располагању у приступној оптичкој мрежи и последњем километру, довела је до загушења саобраћаја, односно „уског грла“ [7–10]. Одговор на проблем лежи у приближавању влакна корисницима, познатом као влакно-до- x (енг. *Fiber-To-The-x*, FTTx), где x може бити насеље (FTTC), зграда (FTTB) или кућа (FTTH), односно крајњи корисник. На овај начин би се извршила конвергенција метро и приступне мреже заједно са последњим километром у јединствену целину [11, 12]. Анализирајући захтеве које опрема у корисничким оптичким мрежним јединицама (енг. *Optical Network Unit*, ONU) треба да испуни, може се рећи да FTTx технологија још увек није зрела за масовну примену. Најпре, како би искоришћење ресурса било оптимално, од предајника у ONU очекује се да могу динамички да подесе таласну дужину, као и да алокација таласних дужина буде брза [10].

1.1. Приступне оптичке мреже

Предајници попут ласера са подесивом таласном дужином исувише финансијски оптерећују крајње кориснике, а уз то су сложени за одржавање. Неке од алтернатива су широкопојасни извори, инјекционо спрегнуте Фабри-Перо ласерске диоде (енг. *Injection Locked Fabry-Pérot Laser Diodes*, IL FP-LD) [13, 14] или полупроводнички оптички појачавачи (енг. *Semiconductor Optical Amplifier*, SOA). Како би мрежа у потпуности била транспарентна према пропусном опсегу и модулационим форматима, и тиме обезбедила опслуживање корисника различитим услугама, компоненте дуж линка треба да буду реализоване као све-оптичке [15]. Идеално, број компонента које захтевају напајање треба свести на минимум, чиме се смањују трошкови одржавања мреже [16].

Једно од решења које је у центру пажње научне заједнице јесте примена пасивних оптичких мрежа (енг. *Passive Optical Network*, PON), које не захтевају ни један активни елемент на путањи од СО до ONU [9, 17]. На овај начин се мрежа поједностављује, како за инсталацију, тако и за одржавање. Слично као код приступних мрежа, избор топологије је звезда или стабло. У комбинацији са мултиплексирањем по таласним дужинама (енг. *Wavelength Division Multiplexing*, WDM), могуће је подржати више логичких канала помоћу јединствене инфраструктуре, која би била транспарентна на битски проток и модулационе формате. Најједноставнији приступ подразумева додељивање једног канала свакој корисничкој јединици, чиме се формира виртуелна Р2Р топологија. Додатна предност јесте коришћење безбојних ONU на корисничкој страни, чиме се избегава коришћење великог броја ласера и спушта цена масовне производње и имплементације [7].

Са развојем сложених рачунарских система, још једна динамична област фотонице узела је маха – област оптичких међувеза за рачунарске платформе [18–20]. Од сложених рачунарских система, који су доминантно намењени научним и пословним применама, као и интернет-оријентисаним сервисима, очекује се велика брзина рада и велики обим размене података између процесорских јединица. Имплементирана решења још увек се махом заснивају на постављању уређаја на врло мале међусобне удаљености и повезивању електричним линковима. Ограничење у брзини које је раније било последица процесорског такта, данас је пре последица споре комуникације и ограниченог протока. Још један проблем који добија на значају јесте потрошња електричне енергије, која не само што представља финансијско оптерећење, већ дисипација топлоте захтева континуирано интензивно хлађење. Као природан одговор на наведене захтеве намеће се примена оптичких међувеза у суперрачунарима, центрима података и фармама сервера.

1.2. Значај полупроводничких оптичких појачавача

Иако се оптичке технологије онедавно примењују у пракси, оне данас подразумевају коришћење Р2Р оптичких линкова уместо бакарних веза, док се комутација у првој генерацији оптичких међувеза и даље одвија у електричном домену. Коначни циљ је реализовати све-оптичке међувезе, заједно са контролном равни у оптичком домену. Основни изазов сличан је као и у осталим нивоима повезивања – недостатак оптичких прихватника и недовољно развијена све-оптичка обрада података. Многа од недавно предложених решења интензивно се ослањају на SOA [18, 20].

1.2 Значај полупроводничких оптичких појачавача

Током простирања оптичког сигнала дуж влакна, слабљење, иако мало, није могуће избећи. У циљу елиминисања сувишне електро-оптичке (Е/О) и опто-електронске (О/Е) конверзије, оптички појачавачи широко се примењују – почев од Раманових, преко појачавача на бази влакна допираног лантаноидима (најчешће ербијумом допирано влакно, енг. *Erbium Doped Fiber Amplifier*, EDFA), до SOA [21, 22]. Иако по питању појачања SOA није увек конкурентан другим алтернативама, широк избор могућности за његову примену у друге сврхе чини га врло атрактивним уређајем, посебно у интегрисаној фотоници.

1.2.1 Општа примена SOA

Попут других типова оптичких појачавача, и SOA се могу користити у било ком делу линка – као појачавачи иза предајника (бустер појачавачи), линијски појачавачи или пред-појачавачи у детектору [23, 24]. За сваку од ових примена SOA се засебно оптимизује према захтевима остатка мреже [25]. Уколико се користи у комбинацији са предајником, основни критеријум који SOA треба да испуни је висока снага сатурације, при чему се мора водити рачуна и о постављању оптичког изолатора како би се избегла нежељена повратна спрега [23, 25]. На детекторској страни, комбиновање SOA са *pin* фотодиодом показао се као бољи избор од коришћења лавинских фотодиода (енг. *Avalanche PhotoDiode*, APD), посебно у случају високих битских протока, за шта је битно да је шум појачане спонтане емисије (енг. *Amplified Spontaneous Emission*, ASE) у појачавачу на ниском нивоу [24]. У оба наведена случаја SOA се често интегрише заједно са предајником или пријемником на заједничком фотонском колу [23]. SOA се такође користи и у конфигурацији линијског појачавача, посебно након

1.2. Значај полупроводничких оптичких појачавача

делилаца сигнала или за компензовање губитака при спрезању влакна са осталим компонентама у оптичкој мрежи. У овом случају посебну пажњу треба посветити анализи каскаде SOA и акумулацији нелинеарних ефеката и шума [24, 25]. Неретко се иза SOA поставља филтер са задатком да потисне широкопојасни шум [23]. Коначно, SOA се показују врло корисним приликом појачања више канала истовремено у WDM системима, док год збирна оптичка снага канала не достигне границу за појаву нелинеарних ефеката и преслушавања између канала, односно дубоку сатурацију појачања [23].

Осим као појачавачи, SOA су се показали корисним и у многим другим применама, посебно у фотонским интегрисаним колима (енг. *Photonic Integrated Circuit*, PIC), као и у применама које су све-оптичког карактера [23, 25, 26]. Неретко се напредне функције реализују ослањајући се на нелинеарне ефекте попут унакрсне модулације појачањем (енг. *Cross Gain Modulation*, XGM), унакрсне фазне модулације (енг. *Cross Phase Modulation*, XPM), сопствене фазне модулације (енг. *Self Phase Modulation*, SPM), четвороталасног мешања (енг. *Four Wave Mixing*, FWM) и сл.

Помоћу SOA могуће је извршити, како интензитетску, тако и фазну модулацију оптичког сигнала, служећи се електричном струјом напајања [25], што се даље може искористити и у електро-оптичким прекидачима [18, 27]. Формирањем матрице Е/О SOA прекидача, могуће је реализовати и оптичка чворишта за унакрсно повезивање (енг. *Optical Cross Connect*, OXC), која се показују значајно ефикаснијим од оних заснованих на микро-електро-механичким системима (енг. *Micro-Electro-Mechanical System*, MEMS) [26]. Са друге стране, ако се струја напајања одржава константном, а кроз SOA се истовремено пропуштају два оптичка сигнала – са информацијама и контролни – могуће је реализовати опто-оптички (О/О) прекидач, ослањајући се на осиромашење носилаца и пад појачања када се SOA доведе у сатурацију контролним сигналом [25, 26]. Пропуштањем два или више оптичких сигнала истовремено кроз SOA, може се активирати низ раније набројаних нелинеарних ефеката који доприносе преслушавању између канала. Иако преслушавање у WDM системима води ка деградацији перформанси, те се мора пажљиво бирати режим рада SOA у ком преслушавање није изражено, овај ефекат се може искористити за „преписивање“ информација са једног на други оптички канал, односно све-оптичку конверзију таласних дужина (енг. *All-Optical Wavelength Conversion*, AOWC) [21, 25, 26, 28].

Једноставност интеграције SOA са осталим фотонским компонентама на јединственом фотонском чипу инспирисала је и истраживање на пољу све-

1.2. Значај полупроводничких оптичких појачавача

оптичке логике [23, 25]. Нека од реализованих кола укључују логички инвертер (NOT), „Или“ коло (OR), „Искључиво-или“ коло (XOR), чијом се даљом комбинацијом могу реализовати и сложенија логичка кола.

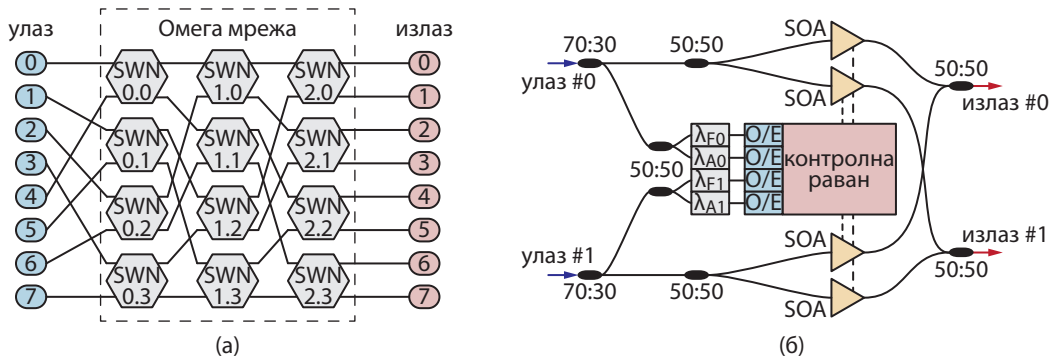
За потпуну регенерацију сигнала, осим појачања (енг. *reamplification*, 1R), потребно је обезбедити и преобликовање импулса (енг. *reshaping*, 2R), као и временско усаглашавање (енг. *retiming*, 3R). Традиционално је 3R регенерација била спровођена конвертовањем оптичког сигнала у електрични домен, те обављањем регенерације, праћеном Е/О конверзијом [21]. Последњих година, учињено је доста на пољу истраживања употребе SOA као 2R и 3R регенератора, где је показано да се ефикасно може уклонити фазни шум [29], али и извршити временско усаглашавање сигнала [25], а успешно су демонстрирани и 3R регенератори засновани на два SOA у конфигурацији интерферометра [21, 30, 31].

Употреба SOA не завршава се само на обради сигнала; своју примену су нашли и у фотонским колима намењеним за складиштење информација. Комбиновањем два SOA у по једној грани два спрегнута Мах-Зендерова интерферометра (енг. *Mach-Zehnder Interferometer*, MZI) могуће је реализовати све-оптички флип-флоп [21, 32, 33]. Предложеном шему могуће је унапредити додавањем још једног интерферометра са SOA у једној грани, чиме се формира меморијска ћелија са случајним приступом (енг. *Random Access Memory*, RAM), која има све три функционалности – читање, писање и блокирање приступа [34]. Уместо ХРМ у комбинацији са MZI, у исту сврху се може искористити ефекат ХГМ унутар једног SOA, што резултује једноставнијом архитектуром RAM [34].

1.2.2 SOA у оптичким елементима за рачунарске међувезе

Уплив оптичких технологија у поље међувеза за рачунарске платформе дошао је као одговор на незауостављиву потражњу за повећаним пропусним опсегом, као и смањеним кашњењем приликом преноса пакета информација између процесорских јединица, коју постојеће електронске технологије или нису у стању да подмире, или то чине на неефикасан начин [18–20]. Један од критичних изазова са којим се центри података данас суочавају јесте смањење потрошње електричне енергије, како за напајање уређаја и контролну раван, тако и за регулацију температуре услед пораста укупне дисипације топлоте са смањењем димензија процесорских јединица и истовременим повећањем густине њиховог паковања. Иако се данас везе између процесорских јединица неретко реализују у оптичком домену путем Р2Р веза, пун замах оптичких технологија очекује се тек када се обрада буде спроводила у оптичком домену, праћена оптичком

1.2. Значај полупроводничких оптичких појачавача



Слика 1.2: (а) 8×8 мрежа са Омега топологијом и три нивоа: 0.х ниво за дистрибуцију, балансирање оптерећења и подешавање путање; 1.х и 2.х нивои за усмеравање пакета. (б) Архитектура једног чвора за комутацију (SWN) заснована на 8 спрежњака (са означеном процентуалном расподелом снаге), оптичким влакнима, 4 полупроводничка оптичка појачавача (SOA), 4 филтра, од којих су два намењена за сигнале са информацијама о оквиру пакета ($\lambda_{F0/1}$), а два за сигнале са информацијама о адреси ($\lambda_{A0/1}$), 4 pin фотодетектора са придруженим трансимпедансним појачавачима (O/E) и контролном равни у електронском домену. Контролна равна искључује напајање SOA уколико не постоји информација о пристиглом оквиру. [37, 38].

контролном равни, чиме ће бити избегнута енергетски неефикасна Е/О и О/Е конверзија [20]. Иако су у литератури представљена решења која се заснивају на линијској комутацији, пакетска или рафална комутација јесу примамљивији избор, будући да нуде већу флексибилност и боље искоришћење ресурса.

Током последње деценије, предложена су бројна решења за комутацију у оптичком домену у међувезама за рачунарске платформе која су заснована на SOA [20, 35–38]. Основне особине које SOA нуди у односу на друге уређаје јесу мале димензије и једноставна интеграција, појачање у широком опсегу таласних дужина, време прекидања испод наносекунде, и, коначно, ниска потрошња електричне енергије [38]. Један од примера имплементације SOA у чвору за комутацију (енг. *Switching Node*, SWN) приказан је на сл. 1.2 (б), заједно са тро-нивовском Омега мрежом састављеном од SOA комутатора, сл. 1.2 (а). Прототип приказане мреже показао је да се може постићи проток од 10 Gbps по улазу коришћењем 2 чвора у сваком од три нивоа Омега мреже, при чему је однос погрешно детектованих бита према укупном броју послатих нижи од 10^{-12} [38]. Једна од важних предности шеме приказане на сл. 1.2 (а) у односу на друге засноване на SOA јесте да се ефикасно може скалирати према захтеваном броју улазних/излазних прикључака (N) без значајног повећања SWN модула ($N \times \log_2 N$ наспрам N^2 у већини других топологија), чиме се

1.2. Значај полупроводничких оптичких појачавача

успешно контролише потрошња електричне енергије [20]. Додатно, напајање појачавача у режиму линеарног рада са малим појачањем захтева ниске струје (око 50 mA), при чему се SOA искључују када контролни сигнали не најављују долазак пакета [38].

1.2.3 SOA у безбојним мрежним јединицама за приступне оптичке мреже

Један од битних изазова у реализацији све-оптичких приступних WDM мрежа јесте динамичко подешавање радне таласне дужине у ONU на корисничкој страни. Идејно најједноставнији начин за превазилажење овог проблема јесте имплементација неколико ласера који раде на различитим таласним дужинама, или ласера са подесивом таласном дужином. Оба приступа значајно повећавају цену и сложеност система, изнад границе која би просечном кориснику била прихватљива. Стога је неопходно употребити једноставнија, економски исплатива решења, која обезбеђују неосетљивост на таласну дужину, односно „безбојност“. На овај начин мрежа постаје флексибилна и транспарентна на битске протоке и модулационе формате, чиме је гарантована и једноставнија реконфигурација. Многа решења су већ предложена у литератури, попут IL FP-LD [13, 14], рефлексивних електро-апсорпционих модулятора (енг. *Reflective Electro Absorption Modulator*, REAM) [39], полупроводничких оптичких појачавача итд. Решења заснована на SOA могу се грубо поделити у четири групе [10, 40], шематски приказане на сл. 1.3.

1. Дељење спектра – полазећи од широкопојасног извора светлости, коришћењем филтра, издваја се порција спектра која се надаље користи као носилац сигнала [23, 40–42]. Широкопојасни извор може бити ASE шум који напушта SOA, као што је приказано на сл. 1.3 (а), који може имати ширину од неколико десетина нанометара [23]. Додатно, коришћењем SOA са једном високо-рефлектујућом ивицом (RSOA), одређене таласне дужине могу бити фаворизоване кроз подешавање дужине активне области и рефлексивности високо-рефлектујуће ивице, а тиме и преносне функције резонаторске шупљине. Однос сигнал-шум (енг. *Signal-to-Noise Ratio*, SNR) пропорционалан је односу битске брзине коришћене за модулацију и пропусног опсега филтра. Како би се повећала битска брзина, најчешће се прибегава ширењу пропусног опсега филтра што даље може довести до деградације сигнала путем дисперзије у влакну [40], те максималне битске брзине у оваквим системима ретко превазилазе 1 Gb/s [41].

1.2. Значај полупроводничких оптичких појачавача

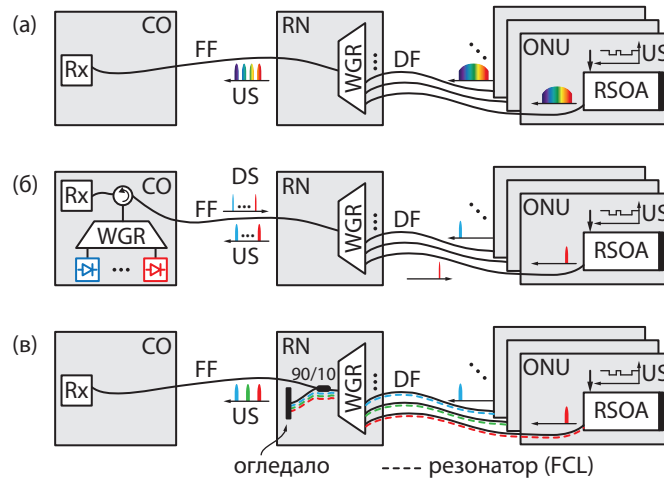
2. Снабдевање таласном дужином – таласна дужина на којој ONU ради диктира се сигналом из СО. Контрола се може реализовати екстерним снабдевањем, као на сл. 1.3 (б), где се оптички носилац шаље у SOA као „празан“ сигнал константне снаге (енг. *Continuous Wave, CW*) у који је потребно утиснути информације [16, 39], или се снабдевање може вршити локално, тзв. само-снабдевање, где се филтрирани шум који излази из SOA враћа назад у појачавач, а контрола се врши помоћу подесивог оптичког филтра, попут Брагове решетке [43]. У случају екстерног снабдевања, у СО је потребно обезбедити изворе сигнала на свим таласним дужинама на којима је планиран рад или широкопојасни извор који покрива опсег од интереса [40, 41]. Широкопојасни извор представља бољи избор у смислу цене и сложености система у СО, али, уколико се користи SOA који није оптимизован тако да буде поларизационо неосетљив, могуће га је применити само у системима где није наметнут строг захтев по питању квалитета сигнала, нпр. на малим удаљеностима. Уколико су захтеви строжи, могуће је или оптимизовати SOA тако да буде поларизационо неосетљив у опсегу таласних дужина од интереса, или користити систем ласера који раде на различитим таласним дужинама у СО. У оба случаја, сложеност и трошкови имплементације и одржавања система расту.
3. Подесиви извори светлости – како би се избегло коришћење скувих извора у СО за екстерно снабдевање SOA, а побољшале карактеристике излазног сигнала у односу на шему са дељењем спектра, могуће је реализовати подесиви самоснабдевани извор светлости комбиновањем RSOA са влакном, сл. 1.3 (в), чиме се добија ласер на бази влакна, које може бити или у форми сегмента (линеарно) [41], или у форми прстена [44, 45]. Овакви ласери се по карактеристикама налазе између прве две анализиране групе извора у ONU, једноставни су и имају ниску цену производње и имплементације, те представљају одличан избор на удаљеностима између СО и ONU од неколико километара до неколико десетина километара [41].
4. Ремодулација – пријемни сигнал RSOA истовремено представља основу за предајни сигнал, сл. 1.3 (б), другим речима, врши се рециклирање сигнала [46, 47]. Битска брзина и/или тип модулације могу, али и не морају, бити исти у оба смера. Примера ради, могуће је ка кориснику послати фазно модулисани сигнал (енг. *Phase-Shift Keying, PSK*) константне снаге, а затим на корисничкој страни помоћу SOA извршити интензитетску модулацију (енг. *Amplitude-Shift Keying, ASK*) и сигнал проследити назад ка СО [40, 48]. Са друге стране, могуће је ка кориснику послати интензитетски

1.2. *Значај полупроводничких оптичких појачавача*

модулисани сигнал са већим битским протоком, а затим ремодулацијом примљеног сигнала од корисника ка СО послати сигнал на нижој битској брзини [47]. Велика предност овог приступа јесте коришћење истог влакна и оптичког носиоца за бидирекциони пренос сигнала [10, 16].

Како би SOA био искоришћен у било коју од претходно разматраних сврха, потребно је познавати детаљну зависност параметара квалитета појачавача од његових од материјалних и структурних особина, као и радних услова. Са друге стране, како се SOA ретко користи самостално, неопходно је извршити анализу целокупног система чији је појачавач део. Претходна два захтева су опречна у погледу сложености модела појачавача. Стога се најчешће прибегава одвојеној детаљној анализи појачавача и поједностављеној анализи система као целине. У наставку ће бити изложени теоријски модели, праћени одговарајућим нумеричким методама, како за стационарну, тако и за динамичку анализу појачавача, и то различитих нивоа сложености. Теоријски модели који представљају део ове дисертације у доброј су сагласности са експерименталним резултатима доступним у литератури.

1.2. Значај полупроводничких оптичких појачавача



Слика 1.3: Различите врсте топологија приступне пасивне оптичке мреже са мултиплексирањем по таласним дужинама (*WDM-PON*) са „безбојним“ предајницима у оптичким мрежним јединицама (*ONU*) заснованим на рефлексионим полупроводничким оптичким појачавачима (енг. Reflective SOA, *RSOA*). (а) Предајник заснован на дељењу спектра широкопојасног шума појачане спонтане емисије (*ASE*). Поворка битова одлазног сигнала (енг. Upstream, *US*) утискује се *E/O* модулацијом у *ASE* шум који напушта *RSOA* у свакој *ONU*. Након што путем влакана за дистрибуцију (енг. Distribution Fiber, *DF*) сигнали стигну до удаљеног чворшта (енг. Remote Node, *RN*), помоћу оптичког таласоводног рутера (енг. Waveguide Grating Router, *WGR*) врши се филтрирање појединачних сигнала, а затим њихово мултиплексирање. Сигнал се коначно шаље влакном за снабдевање (енг. Feeder Fiber, *FF*) до пријемника (*Rx*) у централни (*CO*). (б) Предајник заснован на екстерном снабдевању. Ласери који се налазе у *CO* шаљу сигнале ка *RSOA*, који могу бити немодулисани, или носити долазне информације (енг. Downstream, *DS*). Помоћу *E/O* модулације, утискују се *US* информације и сигнал се враћа назад ка *CO*. (в) Самоснабдевани извор светлости реализован комбиновањем *RSOA* са влакном за дистрибуцију (*DF*), чиме се добија ласер на бази влакна (енг. Fiber Cavity Laser, *FCL*). Резонаторска шупљина означена је испрекиданим линијама. У *RN* се може налазити огледало, које обезбеђује концентрисану повратну спрегу, или се може користити Рејлијево расејање присутно у влакну за формирање дистрибуиране повратне спреге. [41, 42].

Поглавље 2

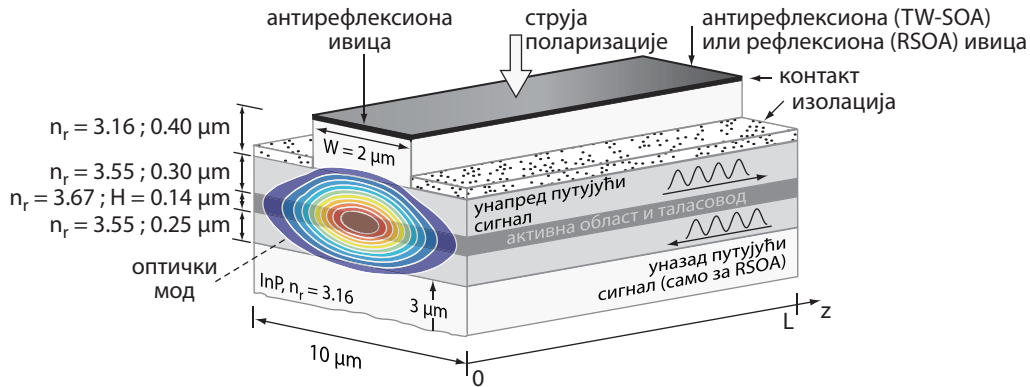
Теоријски модел SOA

По конструкцији и принципу рада, полупроводнички оптички појачавачи врло су слични полупроводничким ласерским диодама, осим што не захтевају постојање повратне спреге, односно резонаторске шупљине. Управо ова сличност одговорна је за добро дефинисану технологију производње која гарантује и ниску цену, док их мале димензије чине једноставним за интеграцију са другим фотонским компонентама на заједничком оптичком чипу [12, 26, 49–51]. За разлику од EDFA и Раманових појачавача, који захтевају побуђивање носилаца наелектрисања оптичким путем (оптичко пумпање), у случају SOA користи се електрично пумпање, чиме је елиминисана потреба за коришћењем додатног оптичког извора. У прилог им иде и ниска потрошња енергије [12, 52, 53], као и широк спектар појачања, који обухвата неколико стотина нанометара, а може се центрирати у широком опсегу [12, 26, 49, 52]. Поред тога што су погодни за примену у WDM системима, рад у оптичком домену чини их транспарентним на тип модулације и битску брзину [11, 12], што је један од кључних атрибута за будуће све-оптичке мреже. Адекватним дизајном активне области могу се учинити поларизационо неосетљивим [49, 51, 54], а нелинеарни ефекти који се јављају у SOA могу бити искоришћени за напредне уређаје чија функција превазилази просто појачање сигнала [26, 49].

2.1 Структура, принцип рада и класификација

Иако полупроводнички оптички појачавачи могу бити реализовани на велики број начина, сви имају одређене заједничке карактеристике. Сваки SOA састоји се од активне области (језгра) и омотача, реализованих у виду двоструке хетероструктуре, при чему ивице појачавача у трансверзалној равни могу бити учињене високо-рефлексионим или антирефлексионим, или се може користити

2.1. Структура, принцип рада и класификација

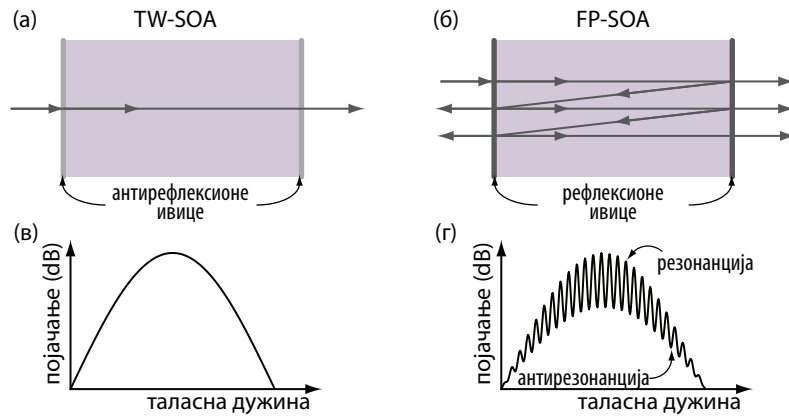


Слика 2.1: Шематска репрезентација полупроводничког оптичког појачавача са означеним релевантним геометријским параметрима и сигнаlima. Активна област је сачињена од ненапрегнутог балк $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ и дизајнирана тако да је поларизационо неосетљива.

њихова комбинација, као што је приказано на сл. 2.1.

Рефлексивност ивица условљава број пролазака сигнала кроз активну област, као и распоред улазних, односно излазних портова. Два најчешће коришћена типа SOA у оптичким мрежама и интегрисаним фотонским колима јесу SOA на бази путујућег таласа (енг. *Traveling-Wave SOA*, TW-SOA) и RSOA. У случају TW-SOA, обе ивице учињене су антирефлексионим, најчешће служећи се комбинацијом антирефлексионих слојева и закошених ивица [23], те оптички сигнал кроз активну област пролази само једанпут. Другим речима, улазни и излазни портови TW-SOA налазе се на наспрамним ивицама уређаја. Оваква конфигурација погодна је када се SOA користи у својој основној функцији појачавача, на било којој од позиција дискутованих у одељку 1.2.1 [24, 52]. Уколико се једна ивица учини високо-рефлектујућом, говори се о RSOA, код ког оптички сигнал трпи рефлексију на удаљеној иници, односно два пута пролази кроз активну област. У том случају се и улазни и излазни порт налазе на истој страни појачавача – антирефлексионој. Уместо високо-рефлексионе, удаљена ивица може се учинити делимично транспарентном, тако што се на њу наносе рефлексионни премази смањене рефлективности или се уопште не наносе, већ је за рефлексију одговорна раздвојна површ (интерфејс) стакло-ваздух [23]. Ово може бити корисна особина, јер RSOA дизајниран на овакав начин има два излазна порта на наспрамним странама. Још један гранични случај јесте SOA код кога обе ивице имају коначну, незанемарљиву рефлексивност, а који се означава као Фабри-Перо SOA (енг. *Fabry-Pérot SOA*, FP-SOA) [23, 55, 56]. Услед повратне спреге присутне између два огледала, FP-SOA изузетно подсећа на ласерску диоду, иако се типично не користи за генерисање кохерентног зрачења [57]. Међутим,

2.1. Структура, принцип рада и класификација



Слика 2.2: Два гранична случаја типова SOA: (а) TW-SOA, са обе идеално антирефлексионе ивице, и (б) FP-SOA, са обе високо-рефлексионе ивице, заједно са шематском репрезентацијом спектра њиховог појачања (в) глатак спектар TW-SOA, и (г) таласasti спектар FP-SOA са израженим резонанцијама и антирезонанцијама.

спектар излазног сигнала садржи изражене резонанције и антирезонанције, као што је приказано на сл. 2.2, за разлику од спектра сигнала на излазу из TW- и RSOA, где су максимуми и минимума мање изражени, и последица су заостале рефлективности анти-рефлексионих ивица [23, 57].

Активна област задужена је за појачање оптичког сигнала механизмом стимулисане емисије, при чему се за постизање инверзне насељености носилаца наелектрисања користи електрична струја напајања, односно врши се „електрично пумпање“. Под инверзном насељеношћу подразумева се већа концентрација носилаца наелектрисања на енергетски вишем, него на енергетски нижем нивоу. Поред тога што обезбеђује појачање, активна област истовремено представља и планарни таласовод који конфинира оптички сигнал током пропације и спречава његово „цурење“ у омотач. Ефекат таласовода постиже се коришћењем материјала који истовремено има мањи енергетски процеп и већи индекс преламања од омотача, те се осим конфинирања оптичког сигнала врши и конфинирање носилаца које је управо одговорно за појачавачко својство активне области [23].

У идеалном случају, излазни сигнал из SOA идентичан је улазном, осим што је током пропације појачан. У пракси, на сигнал се током пропације суперпонира широкопојасни ASE шум који је последица увек присутног процеса спонтане емисије. Поврх фотона створених спонтаном емисијом, ASE укључује и фотоне настале појачањем иницијалног шума, током његове пропације кроз активну област. Иако се шум типично посматра као нежељени споредни ефе-

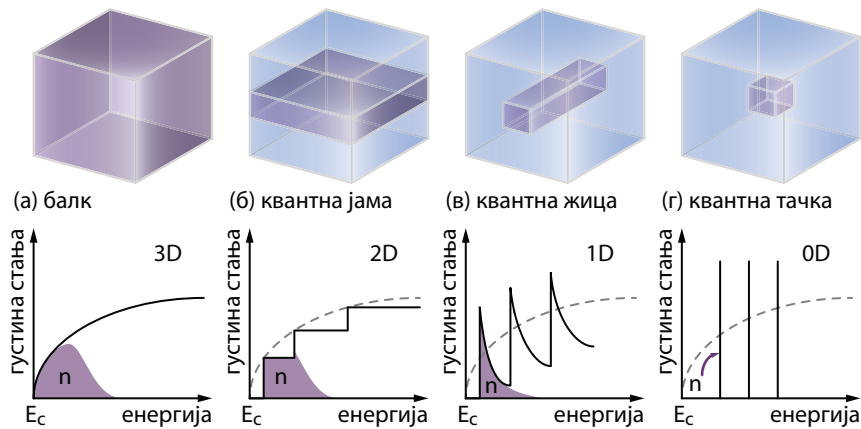
2.1. Структура, принцип рада и класификација

кат рада појачавача, постоје бројни примери где се управо ASE шум користи за генерисање или циљану модификацију оптичког сигнала, од којих су неки наведени у одељку 1.2.3, [41, 42, 58–60], или за свеукупно побољшање перформанси SOA [61]. Поред утицаја шума, услед коначног времена одзива појачавача, како на оптичку, тако и на електричну побуду, као и нелинеарне преносне карактеристике појачања у зависности од улазне снаге, оптички сигнал ће трпети додатне деформације, чији ефекат може представљати ограничавајући фактор у раду SOA, посебно при великим битским брзинама [21, 23]. У случају високих снага оптичког сигнала, као и великог броја канала, јавиће се и додатне нелинеарности, као што је дискутовано у одељку 1.2.1.

Осим према рефлексивности ивица, SOA се могу класификовати и према материјалу коришћеном за израду активне области, при чему сваки од њих има своје предности и мане. Имајући у виду да је стимулирана емисија одговорна за појачање сигнала, предност при избору имају материјали са директним енергетским процепом, будући да процеси емисије и апсорпције фотона у материјалима са индиректним енергетским процепом захтевају учешће фонона како би закон одржања импулса био испуњен [21, 23]. Због тога се једињења базирана на материјалима IV групе периодног система елемената (Si и Ge) ретко користе, а као и код полупроводничких ласера, чешће су у употреби материјали засновани на комбинацији елемената из III и V групе, попут GaAs, AlGaAs, InP, InGaAsP, InGaAsSb и сл., или, ређе, комбинацијама II и VI или IV и VI групе [23]. Материјали се бирају према жељеној радној таласној дужини, као и према компатибилности кристалних решетака, чиме се постиже контрола напрезања, а последично и електронске структуре. Најједноставнији избор за израду активне области је масивни полупроводник – балк [51, 62–64]. Међутим, услед дугог времена опоравка [65], као и спектрално широког ASE шума [66], појавиле су се и друге опције, од којих су неке илустроване на сл. 2.3.

У зависности од очекиваног резултата, могу бити коришћене структуре са вишим степеном конфинирања [65], почев од вишеструких квантних јама (енг. *Multiple Quantum Well*, MQW) [67–69], преко квантних црта (енг. *Quantum Dash*, QDash) [70–72], до квантних тачака (енг. *Quantum Dot*, QD) [73–75]. SOA са активном облашћу од структура са високим степеном конфинирања најчешће имају боље перформансе у једном или више аспеката, по цену повећања сложености и цене производног процеса. Примера ради, QD SOA има велику брзину опоравка, која је кључна за ултра-брзу обраду сигнала, али је, услед неједнаких димензија QD, појачање умерено, а спектар ASE шума широк, са пуном ширином на половини максимума (енг. *Full-Width at Half-Maximum*, FWHM) дупло

2.2. Моделовање материјалних и структурних параметара



Слика 2.3: Шематски приказ различитих нивоа квантног конфинирања, уз припадајуће зависности густина стања (пуне линије), и густина наелектрисања (осенчене области) у зависности од енергије за (а) масивни полупроводник (балк) (без конфинирања, 3D електронски гас); (б) квантну јаму (конфинирање дуж једне димензије, 2D електронски гас); (в) квантну жицу (конфинирање дуж две димензије, 1D електронски гас); и (г) квантну тачку (конфинирање дуж све три димензије, 0D електронски гас).

већом него у случају MQW и QDash SOA [65]. Са друге стране, QDash SOA испољава веће диференцијално појачање и захтева значајно мање електричне струје напајања у поређењу са осталим типовима активних области, док је време потребно за опоравак ниже него код балк SOA [71].

2.2 Моделовање материјалних и структурних параметара

Пре него што се приступи анализи SOA као уређаја, потребно је разумети основне физичке принципе који су одговорни за његов рад и квантификовати их помоћу параметара типично коришћених за опис интеракције фотона и електрона у активним срединама. Додатно, неопходно је спровести анализу, и по потреби оптимизацију, таласовода, тако да је омогућен поларизационо неосетљив рад, а затим проучити параметре коришћене за његов опис.

2.2.1 Материјално појачање, радијативна спонтана рекомбинација и варијација индекса преламања

Три најважније оптичке особине активног слоја SOA, које даље утичу на параметре коришћене за квантификовање квалитета уређаја и његових перфор-

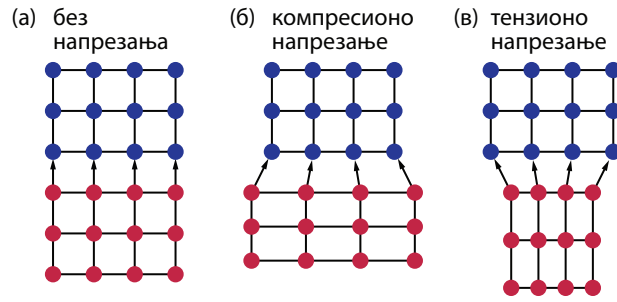
2.2. Моделовање материјалних и структурних параметара

манси у сложеним оптичким системима, јесу материјално појачање, g , брзина радијативне спонтане рекомбинације (спонтане емисије), r_{sp} , и индекс преламања, n_T . Материјално појачање, или појачање по јединици дужине, заједно са осталим структурним параметрима, обликује трансмисионо појачање уређаја дефинисано као количник снага излазног и улазног оптичког сигнала. Трансмисионо појачање један је од најважнијих параметара квалитета појачавача, посебно када се SOA користи у своју основну сврху појачања путем стимулисане емисије фотона [25]. Брзина радијативне спонтане рекомбинације и њена спектрална дистрибуција представљају кључни параметар који обликује спектар ASE-а и шум уопште [25, 76], док је варијација индекса преламања директно одговорна за фазну модулацију као одговор на модулацију концентрације носилаца у активној области кроз фактор проширења линије (енг. *Linewidth Enhancement Factor*, LEF) [77], што даље утиче на перформансе SOA у системима са унакрсном фазном модулацијом, као и у оптичком прекидању.

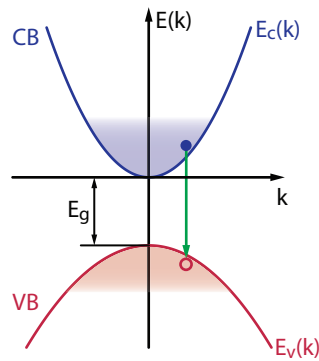
У случају SOA, стимулисана емисија је међузона, односно одвија се између проводне зоне (енг. *Conduction Band*, CB) и валентне зоне (енг. *Valence Band*, VB) полупроводника. Како се ове енергетске зоне састоје од великог броја груписаних блиских енергетских нивоа (стања) са различитом густином по јединици енергије, као и различитим вероватноћама заузетости, материјално појачање полупроводничких оптичких појачавача значајно се разликује од појачања других чврстотелних или гасних оптички активних медијума, који имају неколико (најчешће три или четири) енергетских нивоа укључених у процес стимулисане емисије. Ширење енергетских нивоа у зоне доводи до широког спектра материјалног појачања, чија се ширина повећава са повећањем концентрације инјектованих носилаца наелектрисања, односно са повећањем густине електричне струје поларизације. Брзина радијативне стимулисане рекомбинације пропорционална је материјалном појачању, слично као и брзина радијативне спонтане рекомбинације [78, 79]. Материјално појачање, заједно са радијативном спонтаном рекомбинацијом и варијацијом индекса преламања, функција је три величине: густине енергетских стања у проводној/валентној зони, вероватноће заузетости стања од стране електрона/шупљине, као и константе која одговара оптичком прелазу између два енергетска нивоа – једном у CB, а другом у VB, односно матричном елементу оптичког прелаза.

Модел по ком се прорачунавају све три поменуте величине зависи од степена конфинирања носилаца у активној области SOA, сл. 2.3, као и напрезања у полупроводнику, проузрокованог конфинирањем, односно нарастањем слојева материјала који имају различите константе решетке, сл. 2.4. Модели се могу

2.2. Моделовање материјалних и структурних параметара



Слика 2.4: Шематски приказ кристалне решетке (а) ненапрегнутог материјала, (б) компресионог напрезања, и (в) тензионог напрезања материјала.

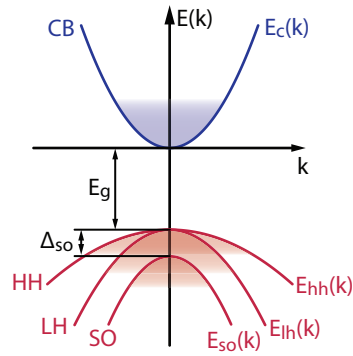


Слика 2.5: Шематски приказ зонског дијаграма полупроводника у параболочној двозонској апроксимацији. CB : проводна зона; VB : валентна зона; E_g : енергетски процеп.

разликовати и према степену тачности, односно према апроксимацијама коришћеним приликом њиховог формирања. Најчешћи оквир за прорачун оптичких својстава код масивног полупроводника и квантно-конфинираних структура јесте апроксимација анвелопне (споро-променљиве) функције (енг. *Envelope Function Approximation*, EFA) [80]. У оквиру EFA, за израчунавање материјалног појачања, често се користи релативно једноставан двозонски енергетски модел полупроводника, скициран на сл. 2.5 [78]. Овај модел заснован је на претпоставци параболичне зонске зависности $E(k)$, где је E енергија, а k таласни вектор електрона (шупљине) у проводној (валентној) зони. Свака од зона анализира се засебно помоћу Шредингерове (нем. *Erwin Schrödinger*) једначине у апроксимацији ефективне масе [78].

Иако је претпоставка параболичне зависности за проводну и валентну зону релативно груба у случају високог степена конфинирања, двозонски модел ипак налази своју примену. Најчешће се користи при анализи активних области заснованих на масивном полупроводнику када нема напрезања, те је оптички ма-

2.2. Моделовање материјалних и структурних параметара



Слика 2.6: Шематски приказ зонског дијаграма полупроводника у параболочној вишезонској апроксимацији. *CB*: проводна зона; *HH*: зона тешких шупљина; *LH*: зона лаких шупљина; *SO*: спин-орбитно отцепљена зона; E_g : енергетски процеп; Δ_{SO} : енергија *SO* отцепљења.

трични елемент изотропан [78]. Другим речима, материјално појачање у овом случају не зависи од стања поларизације светлости, те је исто за трансверзално-електричну (TE) и трансверзално-магнетску (TM) поларизацију. Са друге стране, у квантно-конфинираним структурама, материјално појачање јесте поларизационо зависно, али се и даље може користити двозонски модел уколико се не захтева висока тачност, посебно уколико је конфинирање извршено само дуж једног правца, односно у случају квантних јама. Уколико се оптички диполни матрични елемент усредњи по азимутном углу који одговара равни у којој се налази квантна јама, могуће је извести његову угаону зависност у правцу конфинирања квантне јаме [78].

Нешто напреднији, вишезонски модели у апроксимацији анвелопне функције, посматрају валентну зону не кроз апроксимацију ефективне масе, већ као резултат мешања три подзоне, наиме, зоне тешких шупљина (енг. *Heavy Hole*, HH), зоне лаких шупљина (енг. *Light Hole*, LH) и спин-орбитно (енг. *Spin-Orbit*, SO) отцепљене зоне, као што је приказано на сл. 2.6. Ефекат раздвајања подзона у оквиру VB резултат је квантног конфинирања и, сходно томе, више је изражен када је степен конфинирања већи. Најчешће коришћени модели у вишезонској апроксимацији анвелопне функције јесу Латинџер-Конови (енг. *Luttinger-Kohn*, LK) 4×4 [81] и 6×6 модели [82]. Први модел (LK 4×4) урачунава мешање зона тешких и лаких шупљина, док други (LK 6×6), поред HH и LH зона обухвата и допринос отцепљене SO зоне. Анализа структуре помоћу Латинџер-Конових 4×4 и 6×6 Хамилтонијана такође може бити корисна и у случају масивног полупроводника код ког је присутно напрезање, које доводи до поларизационе осетљивости појачавача [62]. Као што је показано у [62] и

2.2. *Моделовање материјалних и структурних параметара*

[63], својствени вектори вишезонског Хамилтонијана могу бити искоришћени при одређивању компонената оптичких матричних елемената дуж праваца поларизације упадног светлосног таласа.

Коначно, уколико је структура сложена, или се захтева висока тачност, могуће је користити и још напреднији вишезонски приступ заснован на 8×8 к.р моделу [80, 83, 84], који све три валентне подзоне, као и проводну зону, третира као непараболичне. Међутим, битна мана поменутог модела јесте да може довести до „лажних“, односно физички немогућих решења, која се донекле могу избећи применом различитих техника [85–88].

Поред балк и QW структура, активна област SOA неретко је заснована и на само-организованим квантним тачкама. Прорачун оптичких особина QD може бити спроведен помоћу неког од доступних к.р модела [89], попут 8×8 к.р модела [90, 91]. Међутим, услед статистичке природе дистрибуције димензија QD, модели високе тачности не испуњавају увек своју сврху. Стога коришћење поједностављених модела, попут двозонског, често може обезбедити довољно добре резултате [92, 93].

2.2.2 **Дизајн таласовода и поларизациона неосетљивост**

Поред великог трансмисионог појачања, високе излазне снаге, ниског нивоа шума и ниске потрошње електричне енергије, у многим применама SOA захтева се и поларизациона неосетљивост модалног појачања, дефинисаног као производ фактора конфинирања и материјалног појачања, Γg . Овај захтев је често тешко испунити, будући да је поларизациона осетљивост проузрокована како геометријом таласовода SOA, кроз оптички фактор конфинирања, тако и избором материјала, кроз енергије оптичких прелаза и њима одговарајуће матричне елементе. Стога је пажљива анализа и дизајн таласовода, заједно са прорачуном материјалног појачања, важан предуслов за оптимизацију рада појачавача [94]. Приликом дизајна поларизационо неосетљивог SOA, неопходно је извршити нумеричко моделовање суспектибилности активне области, чији реални и имагинарни делови дефинишу индекс преламања и материјално појачање. Поред тога, потребно је прорачунати константу пропагације унутар таласовода, као и оптички фактор конфинирања. Поларизациона осетљивост последица је значајне диспропорције димензија активне области у трансверзалној равни, где је дебљина, W , типично за ред величине већа од висине, H , што узрокује разлику у пропагацији ТЕ и ТМ модова, и њима припадајућих фактора конфинирања. Додатно, као што је описано у Поглављу 2.2.1, квантно-конфинирање или напрезање у случају масивног полупроводника, доводе до поларизационо

2.2. *Моделовање материјалних и структурних параметара*

зависних диполних оптичких матричних елемената, чиме се разлика између начина пропагације ТЕ и ТМ модова додатно усложњава. Ненапрегнути балк поларизационо је изотропан, те је у случају квадратног попречног пресека таласовода у трансверзалној равни могуће остварити поларизационо неосетљиву активну област SOA [51, 95]. Међутим, оваква технологија производње врло је захтевна [51, 95], а поред тога, доводи до значајне дивергенције далеког поља, те тиме отежава спрезање појачавача са оптичким влакном [25]. Смањена ефикасност спрезања донекле може бити ублажена сужавањем активне области у близини ивица појачавача [25, 51].

У литератури се могу наћи и друге методе за постизање поларизационе неосетљивости појачавача. Највећи број метода односи се на MQW SOA, и подразумева неки од следећих приступа: MQW са тензионим напрезањем баријера [96, 97], тензионо напрегнуте јаме [98, 99], тензионо напрегнуте јаме са компресионо напрегнутим баријерама [100, 101], алтернација тензионо и компресионо напрегнутих јама [54, 76, 102–104], делта-напрегнуте јаме [49, 105], итд. Концепт заснован на MQW са тензионо напрегнутим баријерама [96, 97] ослања се на значајно повећање индекса преламања унутар баријере за ТМ мод, на супрот ТЕ моду, као последица доприноса ЛН подзоне. Енергетски процеп бива смањен услед тензионог напрезања тако да је таласна дужина прелаза померена ка већим вредностима. Уколико се јаме учине тензионо, а баријере компресионо напрегнутим [101], могуће је оптимизовати њихову дебљину тако да су НН подзоне тесно груписане, док су ЛН подзоне значајно енергетски раздвојене. Валентне подзоне са високом енергијом, које имају велику вероватноћу заузетости шупљинама, те стога значајно доприносе материјалном појачању, састоје се од једне ЛН подзоне и скупа спрегнутих НН подзона, те омогућавају балансирано појачање за ТЕ и ТМ поларизацију. Метод алтернације тензионо и компресионо напрегнутих јама [76] захтева јаме велике дебљине (око 14 nm) и са значајним напрезањем (око -0.8%). Услед тензионо напрегнутих слојева значајне дебљине, разлика у густини стања два типа јама доводи до просторне прерасподеле наелектрисања унутар активне области. Тиме се мења зонски дијаграм, а шупљине су приморане да се преместе из тензионих у компресионо напрегнуте јаме, чиме се повећава материјално појачање за ТЕ поларизацију. Како би се последице прерасподеле шупљина компензовале, број тензионо напрегнутих јама може бити повећан, тако да их има више од компресионих. У супротном, дебљина компресионо напрегнутих јама може бити повећана како би се последице просторне прерасподеле наелектрисања свеле на минимум. У ненапрегнутим MQW структурама, НН подзоне најчешће имају већу енергију

2.2. *Моделовање материјалних и структурних параметара*

од ЛН подзона, што резултује већим појачањем за ТЕ него за ТМ мод. У делта-напрегнутим јамама [105], делта-слој (слој мале дебљине) уноси већи дисконтинуитет у валентној зони за НН, него за ЛН подзоне, при чему НН енергетски поднивои трпе померај ка мањим, док ЛН поднивои трпе померај ка већим енергијама. Као последица, јачина прелаза за ТМ мод, између најниже проводне подзоне и највише ЛН валентне подзоне, постаје значајно већа од одговарајуће јачине ТЕ прелаза.

Поред поларизационе неосетљивости, SOA треба да обезбеди што је веће могуће трансмисионо појачање, те оба критеријума треба узети у обзир приликом дизајна активне области [66]. Како би критеријум високог трансмисионог појачања био задовољен, неопходно је поставити горњу границу за оптички фактор конфинирања на приближно 30%, чиме се спречава значајан утицај ASE шума на сатурацију појачања у SOA [106]. Услед изотропног појачања, поларизационо неосетљив рад за ненапрегнута балк SOA захтева да фактори конфинирања за две поларизације буду једнаки ($\Gamma_{TE} = \Gamma_{TM}$) [51, 94, 95]. Наведени услов је могуће испунити оптимизацијом профила таласовода, будући да је фактор конфинирања Γ_{TE} типично већи од Γ_{TM} [25, 51, 94]. Уместо коришћења ненапрегнуте, могуће је користити и тензионо напрегнуту балк активну област, што доводи до поларизационе анизотропије материјалног појачања [51, 62]. Уколико је разлика између фактора конфинирања довољно мала, пажљиво одабрано тензионо напрезање може компензовати разлику у факторима конфинирања за ТЕ и ТМ мод, без потребе да се врши оптимизација геометрије таласовода [51, 62]. На овај начин је могуће ефикасно постићи поларизационо неосетљив рад балк појачавача.

Слично као у случају тензионо напрегнуте активне области код масивног полупроводника, изазивање тензионог напрезања у јамама унутар MQW структуре, за које ће појачање бити веће код ТМ у поређењу са ТЕ модом, може компензовати разлику која се јавља у факторима конфинирања Γ_{TE} и Γ_{TM} , и тиме довести до балансираних модалних појачања за обе поларизације, $\Gamma_{TE}g_{TE} = \Gamma_{TM}g_{TM}$, у опсегу таласних дужина од интереса. Дизајн MQW активне области, као и таласовода у целисти, може бити спроведен самосагласним итеративним поступком који обухвата наизменични прорачун фактора конфинирања и материјалног појачања, а који треба да доведе до оптималних вредности за састав и димензије јама и баријера, напрезање у њима, број јама, и састав омотача. Самосагласни поступак врло је важан уколико прорачун фактора конфинирања обухвата и варијацију индекса преламања активне области, повезану са варијацијом материјалног појачања, а изазвану инјекцијом носилаца у MQW

2.3. Брзинске једначине

структуру [66].

Треба напоменути да варијација температуре може значајно утицати на индекс преламања, и тиме, посредно, на фактор конфинирања. Уколико није обезбеђено ефикасно одвођење топлоте за SOA, потребно је урачунати ефекте варијације температуре приликом дизајна таласовода. Више детаља о температурним ефектима биће дато у Поглављу 2.3.3.

2.3 Брзинске једначине

Пре него што се приступи анализи SOA и његових перформанси, најпре је неопходно идентификовати основне физичке процесе одговорне за његов рад, који су везани за механизме интеракције фотона и носилаца наелектрисања. Ова интеракција типично се представља у форми система спрегнутих парцијалних диференцијалних једначина, означених као кинетичке или брзинске једначине. Оптички талас може бити описан путем комплексне репрезентације електричног поља, или путем густине фотона и фазе сигнала. Са друге стране, носиоци се моделују густином носилаца [66, 107], материјалним појачањем [108, 109], или, нешто ређе, интегралом материјалног појачања дуж правца простирања сигнала [110–112].

У случају TW-SOA, најчешће је довољно анализирати само талас који путује унапред дуж лонгитудиналног, пропационог правца. Међутим, у случају RSOA или FP-SOA, неопходно је анализирати таласе који пропагирају и дуж и у супротном смеру од лонгитудиналне осе. Иако се модел усложњава када се анализирају контрапропагирајући таласи, често је корисно развити уопштени модел, који се касније може лако прилагодити за анализу произвољног типа SOA једноставном изменом коефицијената рефлексije снага његове предње, односно задње ивице.

2.3.1 Основни модел брзинских једначина

Током деценија анализе SOA, у литератури су представљени модели различите сложености. Неки од њих засновани су на анализи снаге таласа [110], његовог интензитета [55], или густине фотона [113], који опционо могу садржати и одвојену једначину за анализу просторно-временске еволуције фазе. Са друге стране, развијени су и модели који оптички талас третирају путем комплексне анвелопе електричног поља [112, 114, 115], која може бити дата у свом основном облику, или, пак, нормирана тако да њен квадрат модула представља било коју од раније побројаних величина – снагу, интензитет или густину фотона. У свом

2.3. Брзинске једначине

основном облику, модел SOA описује интеракцију између густине носилаца наелектрисања, $n(z, t)$, и два контрапропагирајућа оптичка таласа, унапред (+) и уназад (–), посматрано у односу на лонгитудиналну z -осу, при чему све величине зависе од времена t и z -координате. Како би SOA радио у појачавачком режиму, неопходно је постићи инверзију насељености, што се чини електричном струјом поларизације I . Када је струја поларизације ниска, носиоци се доминантно троше путем процеса спонтане рекомбинације, која може бити нерадијативна, резултујући вибрацијама кристалне решетке, односно фононима [116], или радијативна, која резултује некохерентним спектрално широким оптичким сигналом, који се третира као шум. Када се струја повећа преко прага транспаренције, односно када вредност модалног појачања превазилази губитке унутар таласовода, у активној области ће постојати довољно носилаца који обезбеђују да стимулисана емисија постане доминантан процес, те оптички талас може бити појачан током пропагације кроз појачавач. У најједноставнијем случају балк SOA, динамика носилаца може бити описана једначином континуитета, добијеном поједностављивањем хидродинамичког модела [66, 79]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - [An + R_{sp}(n) + Cn^3] - R_{st}(n). \quad (2.1)$$

Први члан са десне стране једнакости (енг. *Right-Hand Side*, RHS) у једначини (2.1) описује брзину којом се носиоци „пумпају“ у активну област, где q означава елементарно наелектрисање, док је са $V = WHL$ означена запремина активне области, дефинисана својом ширином W , висином H , и дужином L . Други члан урачунава губитак носилаца кроз процес спонтане рекомбинације, где је $R_{sp}(n)$ укупна брзина радијативне спонтане рекомбинације, док A и C означавају Шокли-Рид-Холов (енг. *William Shockley, William Read, Robert Hall*) и Ожеов (фр. *Pierre Victor Auger*) коефицијент, респективно, повезане са нерадијативним рекомбинационим процесима [79]. У литератури се још среће моделовање губитака носилаца услед радијативне и нерадијативне спонтане рекомбинације као n/τ , где је τ време живота носилаца, које се може сматрати константним [56, 108, 117] или зависним од концентрације носилаца [114]. Коначно, последњи члан RHS једначине (2.1), $R_{st}(n)$, урачунава губитак носилаца услед процеса стимулисане емисије, или кроз појачање самог сигнала, или сигнала и шума заједно.

2.3. Брзинске једначине

Модел анвелопе електричног поља

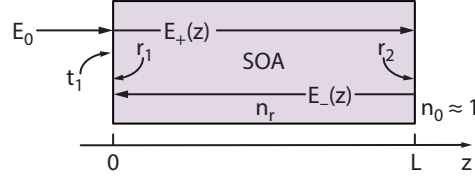
Сваки оптички сигнал може бити представљен својим електричним пољем, које је, дуж правца пропагације, могуће раздвојити на брзо-променљиви носећи сигнал и споро-променљиву анвелопу. Комплексна анвелопа може бити анализирана у изворном облику [118], или, чешће, може бити нормирана тако да њен квадрат модула представља густину фотона [47, 62], снагу [110, 111], или интензитет [119]. Без обзира на избор нормирања, систем једначина остаје исти, будући да просторно-временска зависност сигнала не подлеже утицају нормализационих константи. Еволуција анвелопе електричних поља, $E_{\pm}(z, t)$, нормираних тако да квадрат њиховог модула представља густину фотона, $|E_{\pm}(z, t)|^2 = S_{\pm}(z, t)$, који пропагирају унапред (+) и уназад (-) у односу на лонгитудиналну z -осу, задовољава следећи систем једначина [110]

$$\pm \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} = \frac{1}{2}(\Gamma g - \alpha_i) E_{\pm}. \quad (2.2)$$

У претходном систему, v_g је групна брзина, Γ означава оптички фактор конфинирања, који одређује део сигнала који се простире кроз активну област у односу на укупну густину фотона, док је g материјално појачање активне области, где су све величине дате на кружној учестаности сигнала, ω . Помоћу $\alpha_i = K_0 + \Gamma K_1 n$ означени су губици у активној области [95], где K_0 и K_1 означавају коефицијенте губитака независних и зависних од концентрације носилаца, респективно, а који урачунавају интринсичне губитке у материјалу, као и апсорпцију од стране слободних носилаца (енг. *Free-Carrier Absorption*, FCA) и међузонску апсорпцију унутар валентне зоне (енг. *Inter-Valence Band Absorption*, IVBA) [115, 120]. Треба напоменути да, у општем случају, сви параметри који фигуришу у (2.2), наиме, v_g , Γ , g , и α_i , зависе од концентрације носилаца n , а тиме, имплицитно, и од t и z . Означавање ових зависности је изостављено у (2.2), као и у једначинама које следе, зарад компактности и јасноће. Неретко се v_g и/или Γ третирају као константе [113, 121] чиме се модел поједностављује науштрб тачности.

Претпоставимо да улазни оптички сигнал, дат својом нормализованом анвелопом E_0 , наилази на предњу ивицу појачавача, лоцирану у $z = 0$, која има коефицијент рефлексије амплитуде r_1 , и коефицијент трансмисије амплитуде t_1 , као што је приказано на сл. 2.7. Предња ивица обично је премазана антирефлексионим слојевима, те се њена рефлексивност неретко занемарује и претпоставља се $r_1 = 0$ и $t_1 = 1$, посебно ако се захтева аналитичко или полуаналитичко решење модела [112, 113]. Са друге стране, њој наспрамна, задња

2.3. Брзинске једначине



Слика 2.7: Шематски приказ SOA структуре са означеним релевантним сигнаlima, индексима преламања, као и коэффицијентима рефлексије и трансмисије амплитуде.

ивица, лоцирана у $z = L$, има коэффицијент рефлексије амплитуде r_2 , који се из истих разлога може занемарити у случају TW-SOA, али мора бити урачунат за RSOA. Уколико се за рефлексију користи углачана површ самог полупроводника, коэффицијент рефлексије амплитуде одређује се као $r_2 = (1 - n_r)/(1 + n_r)$ под претпоставком ТЕ поларизације, где је са n_r означен индекс преламања активне области. Према сл. 2.7, гранични услови гласе [55, 121]

$$E_+(0) = t_1 E_0 + r_1 E_-(0), \quad (2.3a)$$

$$E_-(L) = r_2 E_+(L). \quad (2.3b)$$

Поред модулације интензитета, која је настаје као одговор на варијацију носилаца наелектрисања у активној области, оптички сигнал трпи и фазну модулацију. Овај ефекат се често урачунава допуном система (2.2) тако да се у њега укључује и фактор проширења линије (LEF) α који описује фазну модулацију услед варијације реалног и имагинарног дела сусцептибилности χ [110, 112, 119, 120]. Варијација сусцептибилности може бити проузрокована инјекцијом носилаца, α_N , као и загревањем носилаца (енг. *Carrier Heating*, CH), α_{CH} [122]. Укупна промена фазе биће резултат утицаја суме оба доприноса, пошто се могу третирати као међусобно некорелисани. LEF индукован инјекцијом носилаца дефинише се као [122, 123]

$$\alpha_N = -\frac{\partial \text{Re}\{\chi\}/\partial n}{\partial \text{Im}\{\chi\}/\partial n} = -2k_0 \frac{\partial n_r/\partial n}{\partial g/\partial n}, \quad (2.4)$$

где $k_0 = 2\pi\nu/c$ представља таласни вектор у вакууму, ν је учестаност сигнала, а c брзина светлости у вакууму. За мале промене у густини носилаца, што најчешће јесте случај, изводи у (2.4) могу бити замењени коначним разликама, што доводи до [119, 123]

$$\alpha_N = -2k_0 \frac{\Delta n_r}{\Delta g}, \quad (2.5)$$

2.3. Брзинске једначине

где су Δn_r и Δg диференцијалне промене индекса преламања и материјалног појачања, респективно, проузроковане варијацијом концентрације носилаца Δn [119, 123, 124]. Варијација Δn_r резултат је неколико различитих механизма који укључују: диполни зона-зона прелаз [69, 120], попуњавање зоне [Бурштајн-Мос (енг. *Burstein-Moss*) ефекат], сужавање енергетског процепа, и апсорпцију од стране слободних носилаца (плазма ефекат) [125]. Попуњавање зоне повезано је са смањењем коефицијента апсорпције за фотоне чија је енергија мало изнад номиналног енергетског процепа, услед смањене густине стања у проводној зони на енергијама близу дна зоне, која се лако попуњавају. Ефекат је највише изражен код високо допираних полупроводника [126]. Сужавање енергетског процепа повезано је са високим концентрацијама електрона при дну СВ који се међусобно одбијају Кулоновом (фр. *Charles-Augustin de Coulomb*) силом и последично смањују енергију дна СВ [125]. Коначно, апсорпција слободним носиоцима (FCA) представља прелаз слободног електрона са нижег на виши енергетски ниво унутар проводне зоне услед апсорпције фотона, чиме долази до промене индекса преламања која се може описати Друдевим (нем. *Paul Karl Ludwig Drude*) моделом [69, 120, 126]. Поменути четири ефекта међусобно су независна, те се укупни LEF може одредити сумом појединачних доприноса.

Други допринос фактору проширења линије потиче од варијације температуре кристалне решетке и носилаца наелектрисања, и дефинисан је као [122]

$$\alpha_{\text{CH}} = -2k_0 \frac{\partial n_r / \partial T}{\partial g / \partial T}. \quad (2.6)$$

Међутим, допринос услед СН често се занемарује у моделима SOA, а за LEF се претпоставља $\alpha \approx \alpha_N$. Сада (2.2) постаје

$$\pm \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} = \frac{1}{2} [\Gamma g (1 - i\alpha) - \alpha_i] E_{\pm}. \quad (2.7)$$

Треба напоменути да, у зависности од усвојене конвенције приликом дефиниције α -параметра, једначина (2.7) може бити пронађена у литератури са различитим знаком испред α .

Имајући дефинисан систем који описује просторно-временску еволуцију анвелоба електричних поља контрапропагирајућих сигнала, (2.7), могуће је извести брзину стимулисане емисије у (2.1), која је пропорционална укупној густини фотона унутар активне области појачавача, S_{Σ}

$$R_{\text{st}}(n) = v_g g S_{\Sigma} = v_g g |E_+ + E_-|^2. \quad (2.8)$$

2.3. Брзинске једначине

Из претходне једначине се може уочити да ће интерференција између контрапропагирајућих оптичких сигнала довести до формирања просторне решетке у лонгитудиналној дистрибуцији концентрације носилаца. Како је карактеристична дужина решетке реда величине таласне дужине сигнала λ , она ће лако бити „избрисана“ дифузијом [66, 127, 128]. Стога је оправдано занемарити све високо-фреквенцијске чланове у $|E_+ + E_-|^2$, и задржати само збир квадрата модула електричних поља, односно, збир густина фотона, $S_\Sigma = |E_+|^2 + |E_-|^2 = S_+ + S_-$. На овај начин је имплицитно урачунат ефекат дифузије, те није потребно додавати посебан члан који би га описивао у (2.1). У зависности од сложености модела, S_Σ може садржати и допринос ASE шума.

Модел густине фотона

Уколико се комплексна анVELOпа електричног поља изрази у функцији густине носилаца, S_\pm , и фазе, φ_\pm , као

$$E_\pm(z, t) = \sqrt{S_\pm(z, t)} \exp[i\varphi_\pm(z, t)], \quad (2.9)$$

систем (2.7) може бити преведен у нови систем спрегнутих једначина путујућег таласа за пропацију унапред и уназад у односу на лонгитудиналну z -осу, који садржи две једначине написане по густинама фотона [69]

$$\pm \frac{\partial S_\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_\pm}{\partial t} = (\Gamma g - \alpha_i) S_\pm, \quad (2.10)$$

и две једначине написане по фази [110]

$$\pm \frac{\partial \varphi_\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi_\pm}{\partial t} = -\frac{1}{2} \Gamma g \alpha. \quad (2.11)$$

Служећи се дефиницијом LEF, датом (2.5), претходни систем може бити записан у нешто другачијем облику који наглашава узрок варијације фазе [69, 107, 124]

$$\pm \frac{\partial \varphi_\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi_\pm}{\partial t} = k_0 \Gamma \Delta n_r. \quad (2.12)$$

Уколико се претпостави да се кохеренција оптичког сигнала одржава током пропације, за моделовање SOA неопходно је користити пун систем једначина који укључује (2.10) и (2.12); у супротном, довољно је анализирати само густину фотона помоћу (2.10). Прикључивање система једначина по фази моделу SOA од изузетне је важности када сигнал који наилази носи информације утиснуте у фазу, што је чест случај у многим напредним модулационим форматима,

2.3. Брзинске једначине

попут PSK, квадратурне амплитудске модулације (енг. *Quadrature Amplitude Modulation*, QAM), QAM са дуалном поларизацијом (енг. *Dual Polarization QAM*, DP-QAM) итд. [11, 12]

Претпостављајући да је сигнал који наилази на предњу ивицу уређаја, у $z = 0$, дат као $E_0 = S_0^{1/2} \exp(i\varphi_0)$, гранични услови дати помоћу (2.3) могу бити записани у новој форми, имајући у виду (2.9). Додатно, коефицијенти рефлексације и трансмисије амплитуде, могу бити записани као функције рефлексивности снаге R_1 и R_2 , који одговарају предњој, односно задњој ивици појачавача, респективно. Улазни сигнал не мења смер пропагације током трансмисије кроз предњу ивицу, те није присутна промена фазе, што даје $t_1 = (1 - R_1)^{1/2}$ [55]. Са друге стране, током рефлексације на било којој ивици, сигнал који се рефлектује мења смер пропагације, што имплицира да постоји фазни померај од π . До истог закључка могло се доћи и на основу дефиниције коефицијента рефлексације амплитуде r_2 у случају полиране ивице полупроводника, који је негативан. Стога коефицијенти рефлексације амплитуде гласе $r_1 = R_1^{1/2} \exp(i\pi)$ и $r_2 = R_2^{1/2} \exp(i\pi)$. Заменом коефицијената рефлексације и трансмисије амплитуде у (2.3), и изражавањем амвелопе електричног поља путем густине фотона и фазе, долази се до

$$\sqrt{S_+(0)} e^{i\varphi_+(0)} = \sqrt{1 - R_1} \sqrt{S_0} e^{i\varphi_0} + \sqrt{R_1} e^{i\pi} \sqrt{S_-(0)} e^{i\varphi_-(0)}, \quad (2.13a)$$

$$\sqrt{S_-(L)} e^{i\varphi_-(L)} = \sqrt{R_2} e^{i\pi} \sqrt{S_+(L)} e^{i\varphi_+(L)}. \quad (2.13b)$$

Множењем претходног система једначина одговарајућим комплексно конјугованим једначинама, изводе се следећи гранични услови за густине фотона

$$S_+(0) = (1 - R_1)S_0 + R_1S_-(0) - 2\sqrt{(1 - R_1)S_0} \sqrt{R_1S_-(0)} \cos[\varphi_0 - \varphi_-(0)], \quad (2.14a)$$

$$S_-(L) = R_2S_+(L). \quad (2.14b)$$

Са друге стране, изједначавањем аргумената са леве стране једнакости (енг. *Left-Hand Side*, LHS) и RHS у (2.13) могуће је доћи до следећих граничних услова за фазе сигнала [66]

$$\varphi_+(0) = \arctan \left[\frac{\sqrt{(1 - R_1)S_0} \sin \varphi_0 - \sqrt{R_1S_-(0)} \sin \varphi_-(0)}{\sqrt{(1 - R_1)S_0} \cos \varphi_0 - \sqrt{R_1S_-(0)} \cos \varphi_-(0)} \right], \quad (2.15a)$$

$$\varphi_-(L) = \varphi_+(L) + \pi. \quad (2.15b)$$

2.3. Брзинске једначине

Улазни оптички сигнал чешће је дат путем своје снаге, него путем густине фотона. За познату улазну оптичку снагу P_0 , густина фотона износи

$$S_0 = \frac{\Gamma P_0}{\hbar\omega v_g W H}, \quad (2.16)$$

где је $\hbar\omega$ енергија сигнала, док је са \hbar означена редукована Планкова (нем. *Max Planck*) константа.

Спектрална зависност сигнала

Већина параметара која фигурише у систему датом путем (2.10) и (2.12) зависи од фреквенције. Када се сигнал посматра кроз густину фотона, претпоставља се да је његов спектар врло узак, у теорији инфинитезималне спектралне ширине, као и да је центриран на енергији $\hbar\omega_0$ која одговара максимуму спектралне густине фотона. Ова претпоставка оправдава коришћење поједностављеног модела где су вредности параметара дате као независне од енергије, односно, узорковане на централној енергији сигнала, као што је случај у (2.10). У пракси, сигнал увек има коначну спектралну ширину, која не мора увек бити уска, и стога не може увек бити занемарена. Ово је посебно важно уколико се SOA користи у WDM системима, где више сигнала на различитим таласним дужинама истовремено пропадају кроз активну област. Како би се пропација сигнала исправно моделовала у овом случају, потребно је прилагодити (2.10) тако да буде написана по спектралним густинама фотона $s_{\pm}(\hbar\omega, z, t)$, за пропацију унапред и уназад [66]

$$\pm \frac{\partial s_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial s_{\pm}}{\partial t} = (\Gamma g - \alpha_i) s_{\pm}. \quad (2.17)$$

Треба напоменути да се сада v_g , Γ , g и α_i посматрају као спектрално зависне величине. Додатно, потребно је увести још две корекције у модел. Прва се односи на смањење концентрације носилаца путем стимулисане емисије у (2.8), која сада гласи

$$R_{st}(n) = \int_0^{\infty} v_g g s_{\Sigma} d(\hbar\omega), \quad (2.18)$$

где је $s_{\Sigma} = s_+ + s_-$. Друга је везана за граничне услове (2.14), које треба записати по s_{\pm} уместо S_{\pm} . Коначно, уколико се не користе рефлексивни премази за задњу ивицу RSOA, коефицијент рефлексивне снаге R_2 такође постаје спектрално зависан кроз $n_r(\hbar\omega)$ [66].

2.3.2 Шум појачане спонтане емисије

Спонтана рекомбинација најчешће се може посматрати као нежељени споредни ефекат рада SOA из неколико разлога. Најпре, овим механизмом се умањује концентрација носилаца који су намењени појачању сигнала, услед чега се захтева већа струја поларизације како би се постигло исто материјално појачање као у случају без присуства шума. Затим, насумична природа спонтане рекомбинације доводи до флукуација у густини носилаца, што за собом повлачи промену материјалног појачања и индекса преламања активне области. Последично, јављају се флукуације, како у интензитету, тако и у фази појачаног сигнала, које су насумичног карактера [116]. Коначно, радијативна спонтана рекомбинација генерише спектрално широк сигнал насумичне фазе, поларизације и просторне оријентације. Након што се некохерентно зрачење генерише, фотони настали овим процесом мешају се са фотонима сигнала и постаје их немогуће потпуно раздвојити, те путују заједно кроз активну област, успут се појачавајући. Чак и када се сигнал филтрира на излазу из SOA, одређени део фотона шума ће увек бити суперпониран на сигнал у уском опсегу око централне енергије сигнала [57]. Додатни проблем који се јавља јесте да шум има већу оптичку снагу управо када је сигнал слаб, будући да је више носилаца наелектрисања на располагању, како за спонтану рекомбинацију, тако и за појачање шума путем стимулисане емисије [12, 66, 129]. Како се сигнал појачава, преостаје мање носилаца, те утицај ASE шума постаје мање значајан у погледу снаге оптичког зрачења.

Процес спонтане емисије по природи је стохастички, и, у оквиру полу-класичног приступа, може бити моделован статистички у смислу вероватноће испољавања, слично моделовању сачма шума присутног у електронским уређајима [116]. Насумична природа ASE шума довела је до великог броја модела различитог степена сложености, који могу бити грубо подељени у две категорије: детерминистички, који при имплементацији не захтевају коришћење насумичних генератора бројева [66, 129], и стохастички, који захтевају насумичне изворе са извесном функцијом густине вероватноће [47, 111, 114, 130, 131]. У полу-класичном оквиру, ASE се најчешће моделује као бели шум са Гаусовом статистиком, или, ређе, Поасоновом статистиком [131], док се у квантно механичком формализму шум третира користећи скуп одговарајућих квантних оператора шума, који обухватају процесе спонтане емисије, унутрашње апсорпције, као и квантне флукуације [108]. Показује се да резултати добијени полу-класичним приступом у великој мери одговарају резултатима добијеним помоћу квантног формализма, изузимајући члан који описује сачма шум, а који је потребно

2.3. Брзинске једначине

експлицитно додати резултатима добијеним полу-класичним приступом. Међутим, за довољно мале пропусне опсеге, члан који моделује сачма шум може бити занемарен [108].

Детерминистички приступ

Као што је већ дискутовано, фотони сигнала и шума пропагирају заједно кроз активну област, што би оправдало ажурирање једначине написане по густини фотона, (2.10) или (2.17), тако да укључује и члан који описује брзину којом се фотони шума спонтано генеришу [64, 107, 131, 132]. Међутим, из перспективе детаљне анализе појачавача, може бити корисно раздвојити сигнал и шум приликом формирања модела, омогућавајући њихово спрезање кроз једначину континуитета, имајући у виду да су процес појачања сигнала и генерисања и појачања шума некорелисани [116]. За ASE је познато да је спектрално широк, те је примереније користити спектралну густину фотона $a_{\pm}(\hbar\omega, z, t)$ од густине фотона $A_{\pm}(z, t)$ за његов опис. Систем једначина написан по контрапропагирајућим ASE сигналима гласи [66, 114, 129]

$$\pm \frac{\partial a_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial a_{\pm}}{\partial t} = (\Gamma g - \alpha_i) a_{\pm} + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{sp} r_{sp}, \quad (2.19)$$

где r_{sp} означава брзину радијативне спонтане рекомбинације по јединици енергије, док је β_{sp} фактор спрезања спонтане емисије. Гранични услови за шум гласе $a_+(0) = R_1 a_-(0)$ и $a_-(L) = R_2 a_+(L)$. Фаза се не анализира јер је насумичног карактера. Другим речима, у уобичајеним условима рада, када резонаторска шупљина не постоји, ASE не испољава особине кохерентног зрачења.

Како би модел био потпун, неопходно је придружити ASE шум сигналу при прорачуну укупне густине фотона, $S_{\Sigma} = S_+ + S_- + A_+ + A_-$, или спектралне густине фотона $s_{\Sigma} = s_+ + s_- + a_+ + a_-$, што даље утиче на брзину стимулисане емисије $R_{st}(n)$, дату као (2.8), односно (2.18).

Треба напоменути да постоје и други детерминистички приступи за анализу ASE шума. Избор зависи од жељене сложености модела, као и односа између резолуције прорачуна и заузећа рачунарских ресурса. Неки од приступа укључују методу статистичке мастер једначине фотона (енг. *photon statistic master equation*) [133], избијање поља [24], модел еквивалентног кола [116, 134], полу-класични модел заснован на теорији таласа [135] итд.

Резонаторско својство SOA

Током раније дискусије о рефлексивностима ивица појачавача у склопу граничних услова, напоменуто је да се антирефлексионе ивице најчешће третирају тако да им је рефлексивност нулта. Иако је ова претпоставка од велике помоћи при поједностављивању модела, она може довести до погрешних закључака везаних за спектар оптичког сигнала који напушта SOA [56, 132]. Заостала рефлексивност, која увек има извесну, коначну вредност, обезбеђује повратну спрегу унутар појачавача, који стога испољава особине филтра, резултујући резонанцијама и антирезонанцијама [55, 115]. Овај ефекат примећен је како у експерименталним [24], тако и теоријским студијама SOA [66, 132], најчешће везаним за анализу ASE шума.

У циљу развијања модела који може да опише утицај резонаторске шупљине на спектар ASE шума на излазу из појачавача, могу се употребити два приступа. Један подразумева укључивање једначине по фази ASE шума, уз једначину по спектралној густини фотона шума (2.19). Овим путем могуће је урачунати интерференцију, а тиме и филтерско својство SOA. Међутим, услед насумичне природе фазе ASE шума, овакав приступ захтевао би генератор насумичних бројева [131], што га класификује у стохастичке моделе. Други приступ заснива се на дељењу спектра и анализи густина фотона које одговарају појединачним резонанцијама, односно модовима, након чега следи прерасподела фотона у опсегу енергија између две суседне антирезонанције, у сагласности са преносном функцијом резонаторске шупљине. Показује се да је метод дељења спектра еквивалентан анализи електричног поља шума, односно спектралне густине фотона и њима припадајуће фазе [55]. Једначина по фази имплицитно је укључена у модел кроз одређивање резонантних и антирезонантних учестаности m -тог мода резонаторске шупљине, ω_m^r , и ω_m^a , респективно. Поменуте учестаности могу бити одређене изједначавањем акумулиране фазе током једног кружног пута са $2m\pi$ за резонантне, односно, $(2m - 1)\pi$ за антирезонантне фреквенције, где је m цео број. Акумулација фазе током једног проласка кроз активну области, Φ , биће иста за оба смера пропагације, а може се одредити на основу (2.12) као

$$\Phi = \int_0^L \frac{\partial \varphi_+}{\partial z} dz = \int_0^L \left(-\frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi_+}{\partial t} + k_0 \Gamma \Delta n_r \right) dz = \frac{\omega}{v_g} L + k_0 \int_0^L \Gamma \Delta n_r dz. \quad (2.20)$$

У претходној једначини, $\omega/v_g = n_{\text{eff},0} k_0 = \beta_0$ означава константу пропагације таласа за активну област без слободних носилаца наелектрисања, где је $n_{\text{eff},0}$ ефективни индекс преламања за нулту концентрацију носилаца, односно поза-

2.3. Брзинске једначине

дински индекс преламања. Резонантне и антирезонантне учестаности одређују се на основу услова

$$2\frac{\omega}{c} \left(n_{\text{eff},0} L + \int_0^L \Gamma \Delta n_r dz \right) = \begin{cases} 2m\pi, & \text{за } \omega_m^r, \\ (2m-1)\pi, & \text{за } \omega_m^a. \end{cases} \quad (2.21)$$

Како Γ и Δn_r зависе од енергије фотона, $\hbar\omega$, резонантне и антирезонантне учестаности не могу бити изражене у затвореном аналитичком облику. Поред тога, може се закључити да ω_m^r и ω_m^a зависе од концентрације носилаца кроз други члан са LHS у (2.21), будући да и Γ и Δn_r зависе од n . Зависност од концентрације носилаца резултује спектром на излазу из TW-, односно RSOA, који није статички, већ се учестаности које одговарају резонанцијама и антирезонанцијама мењају у присуству оптичког сигнала [66, 115]. Међутим, у поређењу са првим чланом са LHS у (2.21), допринос другог члана је обично мали, те се често може оправдано занемарити.

Интеграљењем (2.19) на опсегу енергија између две суседне антирезонанције, ω_m^a и ω_{m+1}^a , може се оформити систем једначина написаних по контрапропагирајућим густинама фотона шума m -тог мода, $A_{\pm}^m(z, t)$, за пропацију унапред (+), односно уназад (-) [66, 115]

$$\pm \frac{\partial A_{\pm}^m}{\partial z} + \frac{1}{v_g^m} \frac{\partial A_{\pm}^m}{\partial t} = (\Gamma_m g_m - \alpha_i^m) A_{\pm}^m + \frac{1}{2v_g^m} \Gamma_m \beta_{\text{sp}}^m R_{\text{sp}}^m, \quad (2.22)$$

где индекс m означава вредности параметара које одговарају енергији m -те резонанције, док R_{sp}^m означава део брзине радијативне спонтане рекомбинације инјектоване у m -ти мод. Описани приступ, у ком се одвојено посматрају појачање и филтрирање шума унутар SOA појачавача, смањује време потребно за симулацију рада SOA, као и заузеће меморијских и процесорских ресурса.

Преносна функција резонаторске шупљине SOA дата је у форми Ејријево (енг. *George Biddell Airy*) функције, која одговара Фабри-Перо типу резонатора [55]

$$G_m(\hbar\omega) = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)G_s^m}{(1 - G_s^m \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4G_s^m \sqrt{R_1 R_2} \sin^2 \Phi(\hbar\omega)}, \quad (2.23)$$

где Φ означава акумулирану фазу при једном проласку сигнала кроз појачавач, дефинисану помоћу (2.20), док је G_s^m појачање сигнала при једном проласку на резонантној енергији $\hbar\omega_m^r$

$$G_s^m = \exp \left[\int_0^L (\Gamma_m g_m - \alpha_i^m) dz \right]. \quad (2.24)$$

2.3. Брзинске једначине

У склопу трансмитансе дате помоћу (2.23) налази се и појачање активне области, те израз треба пажљиво користити када се врши прерасподела густина фотона добијених на основу (2.22). Пре прерасподеле, трансмитансу је потребно нормирати тако да њен интеграл на опсегу енергија између m -те и $m + 1$ антирезонанције буде једнак јединици, будући да је појачање шума већ урачунато путем (2.22). Нормирана преносна функција резонатора, $T_m(\hbar\omega)$ може се одредити на основу

$$T_m(\hbar\omega) = \frac{G_m(\hbar\omega)}{(\hbar\omega_{m+1}^a - \hbar\omega_m^a)^{-1} \int_{\hbar\omega_m^a}^{\hbar\omega_{m+1}^a} G_m(\hbar\omega) d(\hbar\omega)}, \text{ за } \hbar\omega_m^a \leq \hbar\omega \leq \hbar\omega_{m+1}^a, \quad (2.25)$$

што доводи до

$$T_m(\hbar\omega) = \frac{G_m(\hbar\omega)}{\pi^{-1} \int_0^\pi G_m(\Phi) d\Phi} = \frac{\sqrt{1 + \gamma_m}}{1 + \gamma_m \sin^2 \Phi}, \quad (2.26)$$

где је γ -параметар дефинисан помоћу

$$\gamma_m = \frac{4G_s^m \sqrt{R_1 R_2}}{(1 - G_s^m \sqrt{R_1 R_2})^2}. \quad (2.27)$$

Исправност представљеног модела може бити проверена анализом граничног случаја антирефлексионих ивица, када су R_1 и/или R_2 једнаки нули. Под тим условом, (2.26) и (2.27) доводе до $\gamma_m = 0$ и $T_m = 1$, што одговара случају униформне спектралне дистрибуције фотона. Овај резултат је очекиван, имајући у виду да нулта рефлексивност укида повратну спрегу унутар појачавача, а тиме и филтрирање шума.

Коначно, спектралне густине фотона шума на излазу из SOA одређују се као [66]

$$a_-(0, \hbar\omega) = \sum_m \left[(\hbar\omega_{m+1}^a - \hbar\omega_m^a)^{-1} A_-^m(0) T_m(\hbar\omega) \right], \quad (2.28a)$$

$$a_+(L, \hbar\omega) = \sum_m \left[(\hbar\omega_{m+1}^a - \hbar\omega_m^a)^{-1} A_+^m(L) T_m(\hbar\omega) \right], \quad (2.28b)$$

где се сумирање спроводи по модовима m од 1 до укупног броја урачунатих модова M .

Стохастички приступ

Имплементација стохастичких модела ослања се на насумичне генераторе бројева, или изворе, одакле следи да је нумеричка анализа једини алат који

2.3. Брзинске једначине

је могуће користити у овом случају. И поред захтевног модела, овај приступ може бити од велике користи за истраживање статистичких особина сигнала и шума. Како су и амплитуда и фаза сигнала шума насумичног карактера, згодно је користити једначину написану по анвелопама електричних поља за анализу пропагације унутар појачавача (2.7), измењену тако да укључује и извор шума

$$\pm \frac{\partial E_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial E_{\pm}}{\partial t} = \frac{1}{2} [\Gamma g(1 - i\alpha) - \alpha_i] E_{\pm} + \mu_{\pm}. \quad (2.29)$$

Комплексни члан $\mu_{\pm}(z, t)$ означава насумични извор шума, познат још и као Ланжевинов (фр. *Paul Langevin*) извор шума [79, 136], који се може моделовати као Поасонов или, чешће, Гаусов бели процес, који је фазно независан и просторно и временски некорелисан [111, 131, 137], као последица флукуационо-дисипационе теореме [7, 108]. Једна од импликација ове теореме, која је од интереса у моделовању SOA, јесте постојање насумичних извора шума у таласоводима у којима се јављају губици, α_i , при чему шум $\mu_{\pm}(z, t)$ обезбеђује да се у сваком тренутку и на свакој локацији дуж пропагационог правца појачавача одржава термодинамичка равнотежа модова [138]. Може се показати да ће средња вредност флукуација износити $\langle \mu_{\pm}(z, t) \rangle = 0$, док ће снага флукуација шума бити пропорционална дисипацији енергије унутар таласовода, те ће аутокорелациона функција задовољавати следећи услов

$$\langle \langle \mu_{\pm}(z, t) \mu_{\pm}^*(z - z', t - t') \rangle \rangle = \frac{1}{v_g^2} \Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}} L \delta(z') \delta(t'). \quad (2.30)$$

Присећајући се да (2.7) не укључује спектрално зависне параметре, може се закључити да шум дефинисан помоћу (2.30) има бесконачан пропусни опсег, и стога бесконачну снагу услед занемарене спектралне зависности материјалног појачања [111]. У пракси, материјално појачање ће имати коначан пропусни опсег и ограничиће снагу шума. Овај ефекат може се урачунати пропуштањем $\mu_{\pm}(z, t)$ кроз појасни филтер, што доводи до

$$\langle \langle \mu_{\text{F}\pm}(z, t) \mu_{\text{F}\pm}^*(z - z', t - t') \rangle \rangle = \frac{1}{v_g^2} \Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}} L B_{\text{F}} \delta(z'), \quad (2.31)$$

где $\mu_{\text{F}\pm}(z, t)$ представља спектрално ограничени извор шума, при чему је са B_{F} означен еквивалентни пропусни опсег шума [111, 137]. Уколико је приликом нумеричке имплементације модела сегментација просторне осе спроведена тако да је један сегмент, Δz , довољно мале дужине да се на њему концентрација носилаца може сматрати константном, Диракова делта функција може бити

2.3. Брзинске једначине

замене реципрочном вредношћу дужине сегмента, $\delta(z') \approx 1/\Delta z$ [130]

$$\langle\langle \mu_{F\pm}(z, t) \mu_{F\pm}^*(z - z', t - t') \rangle\rangle = \frac{1}{v_g^2} \Gamma \beta_{sp} R_{sp} L B_F \frac{1}{\Delta z}. \quad (2.32)$$

Сада извор шума може бити изражен на следећи начин [111, 114, 130]

$$\mu_{F\pm}(z, t) = \frac{1}{v_g} \sqrt{\Gamma \beta_{sp} R_{sp} B_F \frac{L}{\Delta z}} x_e, \quad (2.33)$$

где x_e означава нормирану комплексну насумичну променљиву са Гаусовом статистиком. Према теорему одабирања, период одабирања, који је у нумеричким симулацијама еквивалентан кораку по временској оси, Δt , мора бити мањи или једнак $1/(2B_F)$. Комплексна Гаусова насумична променљива може бити представљена путем свог реалног и имагинарног дела, што коначно резултује извором шума

$$\mu_{F\pm}(z, t) = \sqrt{\frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{sp} R_{sp} \frac{L}{v_g} \frac{1}{\Delta t \Delta z}} \frac{x_1 + ix_2}{\sqrt{2}}, \quad (2.34)$$

где су са x_1 и x_2 означене нумерички генерисане независне Гаусове насумичне променљиве, са истоветном расподелом дефинисаном нултом средњом вредношћу и јединичном варијансом [114]. Слично, x_e може бити задато путем свог модула и фазе, који такође подлежу Гаусовој статистици, са нултом средњом вредношћу и јединичном варијансом.

Логаритамски фактор шума

Једна од често коришћених мера квалитета за опис појачавача јесте фактор шума, F , и његов логаритамски пандан, логаритамски фактор шума, $NF_{dB} = 10 \log_{10} F$, често означен и као фигура шума (енг. *Noise Figure*, NF) [23, 138, 139]. Класична дефиниција фактора шума, намењена превасходно системима који су линеарни, подразумева да се F може одредити као однос SNR на излазу и SNR на улазу у појачавач. Будући да SOA често ради у сатурационом режиму, унапређена дефиниција, погодна и за нелинеарне системе, заснива се на ставу да је додаток фактору шума, $F - 1$, дефинисан као однос снаге шума која потиче од појачавача и производа трансмисионог појачања и снаге шума на улазу у појачавач [138]. Нова дефиниција задржава исти смисао као и пређашња, заснована на SNR , при чему истовремено омогућава исправно мерење додатка шума који потиче од појачавача у сатурацији.

Интринсични логаритамски фактор шума SOA појачавача може бити одређен помоћу [140]

2.3. Брзинске једначине

$$\text{NF}_{\text{dB}} = 10 \log_{10} \left[\frac{1}{G} + 2 \frac{(G_s - 1)(1 + R_1 G_s)}{G_s(1 - R_1)} n_{\text{sp}} \frac{\Gamma g}{\Gamma g - \alpha_i} \right], \quad (2.35)$$

где n_{sp} представља фактор инверзије популације, G означава трансмисионо појачање уређаја, док је G_s појачање при једном проласку сигнала кроз активну област, дефинисано путем (2.24).

2.3.3 Проширени модел брзинских једначина

Досадашња дискусија о моделовању SOA била је оријентисана ка разумевању кључних аспеката интеракције фотона и носилаца. Представљени, основни модели остављају простора за бројна унапређења, чије се укључивање у проширени модел спроводи у складу са жељеном сложеностју модела, као и очекиваном применом појачавача који се моделује. Када год је могуће, добра је пракса поједноставити модел искључивањем ефеката који не доприносе значајно тачности коначних резултата, како би се смањило заузеће меморијских и процесорских ресурса приликом нумеричких симулација, односно, добио бољи увид у међусобну зависност излазних величина и улазних параметара приликом аналитичког третмана. У наставку су представљени неки ефекти који могу допринети унапређењу модела, али треба имати у виду да ова листа свакако није исцрпна, те да је могуће урачунати и многе друге ефекте, примера ради, одвојену анализу TE и TM поларизације [114, 141].

Дифузија носилаца наелектрисања

Иако често изостављена из разматрања, дифузија носилаца игра важну улогу при моделовању SOA. Она обезбеђује механизам којим се уклања просторна решетка у дистрибуцији концентрације носилаца, проузрокована интерференцијом електричних поља контрапропагирајућих оптичких сигнала [66, 127, 128]. Ефекат дифузије неретко се урачунава у модел имплицитно, занемаривањем високо-фреквенцијских чланова у просторној дистрибуцији густине носилаца и заменом $|E_+ + E_-|^2$ са $|E_+|^2 + |E_-|^2$, као што је дискутовано приликом извођења (2.8). Међутим, овакав приступ има своја ограничења. Показује се да се на описани начин може занемарити само „брза“ просторна решетка, која потиче од контрапропагирајућих поља истог мода, док „спора“, која је резултат слагања таласа различитих лонгитудиналних мода, преостаје [127, 128]. Како би сви случајеви од интереса били обухваћени на исправан начин, модел појачавача може бити уопштен изменом брзинске једначине написане по густини

2.3. Брзинске једначине

носилаца (2.1), тако да укључује и члан којим се описује дифузија [110, 128]

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \frac{I}{qV} - [An + R_{\text{sp}}(n) + Cn^3] - R_{\text{st}}(n), \quad (2.36)$$

где је са D означен коефицијент дифузије, док $R_{\text{st}}(n)$, дато изразом (2.8), укључује квадрат модула суме контрапропагирајућих електричних поља сигнала и шума.

Нелинеарно потискивање појачања

Два ефекта од изузетног значаја, који могу краткорочно утицати на материјално појачање, јесу прогоревање спектра (енг. *Spectral Hole Burning*, SHB) [142] и загревање носилаца (CH) [143]. Први ефекат представља формирање усека у спектру појачања на одређеним фреквенцијама, као резултат стимулисане емисије, док други описује разлику у температурама носилаца наелектрисања и кристалне решетке. Оба је могуће феноменолошки урачунати увођењем коефицијента нелинеарног потискивања појачања, ε , који доводи до смањења појачања пропорционалног густини фотона у активној области [66, 143]. Уместо коришћења такозваног линеарног појачања, g , које зависи искључиво од енергије фотона и концентрације носилаца, једначине се могу ажурирати тако да се користи нелинеарно појачање, $g_{\text{NL}} = g/(1 + \varepsilon S_{\Sigma})$, које обухвата и утицај укупне густине фотона. Потпуни систем једначина за широкопојасно моделовање SOA сада гласи [66]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - (An + R_{\text{sp}} + Cn^3) - \frac{R_{\text{st}}}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}}, \quad (2.37)$$

$$\pm \frac{\partial s_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial s_{\pm}}{\partial t} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} - \alpha_i \right) s_{\pm}, \quad (2.38)$$

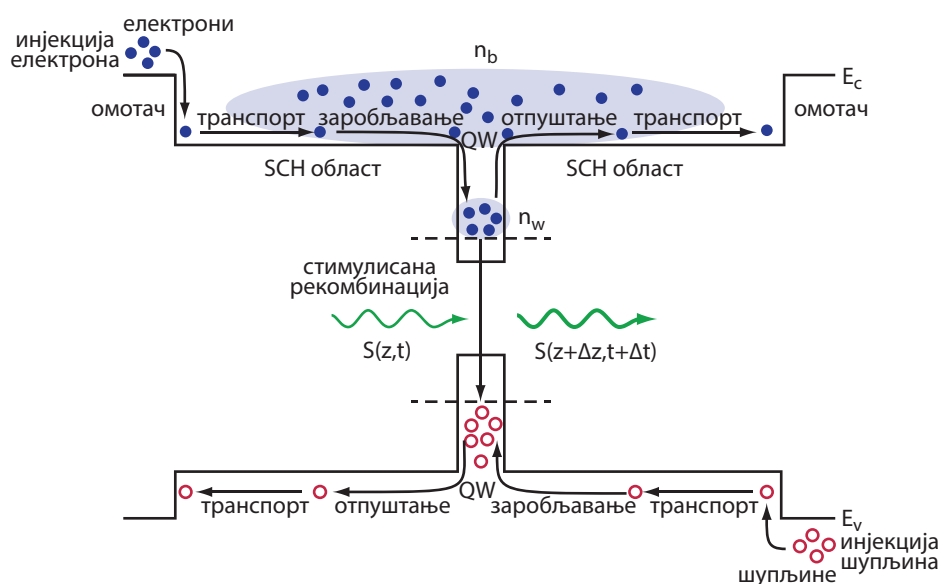
$$\pm \frac{\partial \varphi_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi_{\pm}}{\partial t} = \frac{k_0 \Gamma \Delta n_r}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}}, \quad (2.39)$$

$$\pm \frac{\partial a_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial a_{\pm}}{\partial t} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} - \alpha_i \right) a_{\pm} + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{\text{sp}} r_{\text{sp}}. \quad (2.40)$$

Присуство нелинеарног потискивања појачања такође мења позиције резонантних и антирезонантних учестаности, датих путем (2.21), те нови услов може бити изведен на основу (2.39)

$$2k_0 \left(n_{\text{eff},0} L + \int_0^L \frac{\Gamma \Delta n_r}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} dz \right) = \begin{cases} 2m\pi, & \text{за } \omega_m^r, \\ (2m-1)\pi, & \text{за } \omega_m^a. \end{cases} \quad (2.41)$$

2.3. Брзинске једначине



Слика 2.8: Поједностављени зонски дијаграм активне области MQW SOA са приказаним јамама, баријерама и SCH областићу, и шематски приказ инјекције, транспорта, заробљавања и отпуштања носилаца, праћене појачањем оптичког сигнала путем стимулисане емисије.

Модел транспорта носилаца у MQW и QD SOA

Као што је дискутовано у Поглављу 2.1, активна област сачињена од материјала са већим степеном конфинирања може обезбедити значајно боље перформансе SOA у многим аспектима, од оне засноване на масивном полупроводнику. Поред балк полупроводника, најчешћи избор за активну област представљају вишеструке квантне јаме (MQW) или квантне тачке (QD). Услед сложености динамике носилаца у поређењу са балк материјалом, овакве активне области често захтевају детаљнији модел брзинских једначина написаних по густинама носилаца.

Област вишеструких квантних јама у полупроводничким ласерима и SOA најчешће је уграђена у одвојену хетероструктуру за конфинирање (енг. *Separate Confinement Heterostructure*, SCH), чиме се поспешује конфинирање оптичког сигнала у активној области сачињеној од MQW. Инјектовани носиоци са спољашњих ивица SCH области дифундују кроз активну област и затим бивају заробљени у јамама, где учествују у процесу стимулисане рекомбинације.

На сл. 2.8 приказан је зонски дијаграм типичне активне области SCH MQW SOA. Динамика носилаца у активној области може бити моделована брзинским једначинама написаним по густинама носилаца у баријерним стањима, која се третирају као континуум и укључују SCH и активну област, n_b , и густине но-

2.3. Брзинске једначине

силаца у везаним стањима јама, n_w , слично као у случају SCH MQW ласера [67, 68, 144]. Овакав модел означава се као модел резервоара [67, 68] и представља поједностављену форму модела који укључују додатне ефекте, попут транспорта путем дифузије. Спрезање густине носилаца у баријерним стањима изнад јама и густине носилаца унутар јама, обавља се у једначинама помоћу чланова који описују заробљавање, односно отпуштање носилаца, у/из јама, респективно.

$$\frac{dn_b}{dt} = \eta_{inj} \frac{I}{qV_b} - \frac{n_b}{\tau_b} - \frac{n_b}{\tau_{bw}} + \frac{n_w}{\tau_{wb}} \frac{V_w}{V_b}, \quad (2.42)$$

$$\frac{dn_w}{dt} = \frac{n_b}{\tau_{bw}} \frac{V_b}{V_w} - \frac{n_w}{\tau_w} - \frac{n_w}{\tau_{wb}} - \frac{R_{st}}{1 + \varepsilon S_\Sigma}. \quad (2.43)$$

У претходном систему, η_{inj} означава ефикасност инјекције носилаца, V_b је запремина SCH и активне области, V_w је запремина области јама, τ_b и τ_w су рекомбинациона времена живота носилаца у области баријере, односно јама, респективно, τ_{bw} је ефективно време дифузије носилаца кроз SCH област и време заробљавања носилаца у јама, док је τ_{wb} време термојонске емисије и дифузије носилаца из јамских у баријерна стања.

Систем једначина путујућег таласа за густине фотона контрапропагирајућих оптичких сигнала задржава исту форму као у случају балк SOA, уз измену да материјално појачање и губици унутар активне области сада превасходно зависе од густине носилаца у везаним стањима јама, n_w , што даје

$$\pm \frac{\partial S_\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_\pm}{\partial t} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_\Sigma} - \alpha_i \right) S_\pm. \quad (2.44)$$

Детаљнији модел динамике носилаца унутар MQW активне области може обухватити додатне брзинске једначине, чиме се модел резервоара усложњава. Примера ради, везана стања у јамама могу бити раздвојена на побуђена стања и основно стање [69]. Уколико је MQW структура асиметрична, неопходно је додатно унапредити модел тако да се урачунају ефекти тунеловања носилаца кроз баријере [145, 146].

Основни систем брзинских једначина за QD SOA врло је сличан детаљном моделу активне области на бази MQW [69]. Дискретни енергетски нивои у потенцијалним јамама квантних тачака укључују ниво основног стања (енг. *Ground State*, GS) и ниво побуђеног стања (енг. *Excited State*, ES), које је двоструко дегенерисано. Насељеност ова два нивоа описана је одвојеним концентрацијама носилаца, n_G и n_E , респективно, које су нормиране на укупну запремину квантних тачака, V_D . Тачке су међусобно повезане влажећим сло-

2.3. Брзинске једначине

јем (енг. *Wetting Layer*, WL), описаним густином носилаца n_W , нормираном према запремини WL, V_W . Може се претпоставити да се носиоци инјектују директно са контаката у WL, те се динамика унутар баријере може занемарити [73, 74]. Систем брзинских једначина који у потпуности описује динамику носилаца гласи

$$\frac{dn_W}{dt} = \frac{I}{qV_W} + \frac{n_E V_D}{\tau_e^E V_W} f'_W - \frac{n_W}{\tau_c} f'_E - \frac{n_W}{\tau_{sp}}, \quad (2.45)$$

$$\frac{dn_E}{dt} = \frac{n_W V_D}{\tau_c V_W} f'_E + \frac{n_G}{\tau_e^G} f'_E - \frac{n_E}{\tau_e^E} f'_W - \frac{n_E}{\tau_0} f'_G - \frac{n_E}{\tau_{sp}}, \quad (2.46)$$

$$\frac{dn_G}{dt} = \frac{n_E}{\tau_0} f'_G - \frac{n_G}{\tau_e^G} f'_E - \frac{n_G}{\tau_{sp}} - \frac{R_{st}}{1 + \varepsilon S_\Sigma}. \quad (2.47)$$

У изложеном систему, τ_e^E означава време отпуштања носилаца са ES нивоа у WL, τ_c је време заробљавања носилаца из WL на ES ниво, τ_{sp} је време спонтане рекомбинације, за које се сматра да је исто за сва три анализирана нивоа, τ_e^G је време побуђивања носилаца са GS нивоа на ES ниво, док је τ_0 време релаксације носилаца унутар квантних тачака. Помоћу $f'_{W,E,G} = 1 - f_{W,E,G}$ означене су вероватноће проналажења упражњеног стања на WL, ES, односно GS нивоу, респективно, које су тесно повезане са густинама носилаца на одговарајућем нивоу [73]. Коначно, материјално појачање сада зависи од густине носилаца на основном стању. Сличан модел може бити употребљен у случају активних области базираних на квантним цртама.

Уколико се за активну област користе QD уграђене у QW област, неопходно је проширити модел додатном брзинском једначином која описује динамику носилаца унутар QW. Такође, свако додатно стање у QD захтева додавање засебне брзинске једначине у модел [75].

Загревање носилаца

У досадашњој анализи SOA, током више наврата поменуто је загревање носилаца. Поред тога што доприноси нелинеарном карактеру материјалног појачања, СН такође утиче и на фазу кроз (2.6). У зависности од режима рада појачавача, СН може бити урачунато феноменолошки, користећи фактор нелинеарног потискивања појачања, ε , и LEF, α_{CH} , или се може развити детаљнији модел за ултра-брзе примене. Динамика температуре у активној области може бити описана брзинском једначином температуре носилаца [107, 120, 147]

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{\partial U / \partial T} \left(\frac{dU}{dt} - \frac{\partial U}{\partial n} \frac{dn}{dt} \right) - \frac{T - T_0}{\tau}, \quad (2.48)$$

2.3. Брзинске једначине

где T означава температуру носилаца, T_0 је температура кристалне решетке, U је укупна густина енергије плазме носилаца, а τ представља време фотон-електрон интеракције. У овом моделу, претпоставља се да се плазме електрона и шупљина налазе на истим температурама T и да имају исту густину носилаца n [107]. Брзина промене густине енергије може се одредити као [147]

$$\begin{aligned} \frac{dU}{dt} = & -v_g \sum_l (\hbar\omega_l - E_g) g_l (S_+^l + S_-^l) + v_g \Gamma K_1 n \sum_l \hbar\omega_l (S_+^l + S_-^l) \\ & - v_g \sum_m (\hbar\omega_m - E_g) g_m (A_+^m + A_-^m) + v_g \Gamma K_1 n \sum_m \hbar\omega_m (A_+^m + A_-^m), \end{aligned} \quad (2.49)$$

где се сумирање врши по сваком од модова l , односно m , који припадају густинама фотона контрапропагирајућих сигнала S_{\pm}^l , односно ASE шумова, A_{\pm}^m . Ефекти FCA и IVBA урачунати су кроз члан ΓK_1 . Преостали изводи, наиме, $\partial U/\partial T$ и $\partial U/\partial n$, могу бити одређени из функције расподеле густине енергије [147], дате у следећој форми [79, 120]

$$U = \frac{2}{\sqrt{\pi}} k_B T (N_c F_{3/2}^c + N_v F_{3/2}^v), \quad (2.50)$$

где је k_B Болцманова (нем. *Ludwig Eduard Boltzmann*) константа, а N_c и N_v означавају ефективне густине стања за СВ и VB, респективно, дате као

$$N_{c/v} = 2 \left(\frac{2\pi m_{e/v}^* k_B T}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (2.51)$$

где $m_{e/v}^*$ представља ефективну масу електрона/шупљина у СВ/VB, а h означава Планкову константу. У (2.50), $F_{3/2}^c$ и $F_{3/2}^v$ представљају Ферми-Диракове (ит. *Enrico Fermi*, енг. *Paul Dirac*) интеграле реда 3/2, за СВ и VB, респективно, дефинисане путем

$$F_{3/2}^{c/v} = \int_0^{\infty} \frac{x_{c/v}^{3/2}}{1 + \exp(x_{c/v} - \eta_{c/v})} dx_{c/v}, \quad (2.52a)$$

$$\eta_c = (E_f^{(c)} - E_c)/(k_B T), \quad (2.52b)$$

$$\eta_v = (E_v - E_f^{(v)})/(k_B T). \quad (2.52c)$$

где су са $E_f^{(c)}$ и $E_f^{(v)}$ означени квази-Фермијеви нивои у СВ и VB, док E_c и E_v представљају дно проводне, односно врх валентне зоне, респективно.

Имајући одређену брзину промене температуре, могуће је урачунати њену варијацију при прорачуну материјалног појачања, брзине радијативне спонтане рекомбинације, и варијације индекса преламања, који су температурно зависни

2.3. Брзинске једначине

кроз Ферми-Диракове функције које фигуришу у њиховим дефиниционим изразима. Показује се да разлика у густини носилаца, као и у материјалном појачању, који су последица СН утичу на појачање сигнала у пикосекундном режиму рада SOA [147].

Дистрибуирани модел струје

Неретко се приликом моделовања SOA претпоставља да се струја поларизације тренутно униформно распоређује дуж активне области. У пракси, овакав идеализовани модел електроде са концентрисаним параметрима није увек примерен. Електричној струји је потребно коначно време пропагације да пређе раздаљину од контакта до ивица електроде, те је модел путујућег микроталаса (енг. *Traveling Microwave*, TMW) примеренији у многим случајевима, посебно када је време пропагације упоредиво са периодом модулације [64, 148, 149]. Дистрибуирана природа струје може имати важне импликације на резултате када се SOA директно модулише на великим битским брзинама [148, 150, 151]. Поред тога, микроталас бива ослабљен приликом пропагације, а слабљење некада може бити врло високо на типичним модулационим фреквенцијама [148]. Коначно, микроталас може бити рефлектован на крају електроде, у зависности од импедансе оптерећења. Стога ће у случају ненултот коефицијента рефлексије Γ_L , када импеданса оптерећења, Z_L , није једнака карактеристичној импеданси електроде, Z_C , постојати два контрапропагирајућа микроталаса [64]

$$I(z, t) = \bar{I} + \Delta I_F(z) \exp [i (2\pi f t - \beta_e z)] + \Delta I_B(z) \exp [i (2\pi f t + \beta_e z)] . \quad (2.53)$$

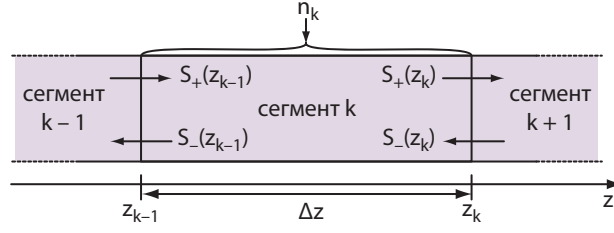
У претходној једначини, \bar{I} означава стационарну вредност струје, ΔI_F и ΔI_B су амплитуде малих сигнала струје модулације за пропагацију унапред (F) и уназад (B), у односу на лонгитудиналну z -осу, које су одређене просторно зависним напоном примењеним на электроду, f је модулациона фреквенција, $\beta_e = 2\pi f / v_e$ је константа пропагације микроталаса, $v_e = c / n_e$ је његова брзина, док је са n_e означен ефективни електрични индекс преламања. Струја модулације доведи до варијације густине носилаца кроз брзинску једначину (2.37), што ће коначно довести до варијације свих параметара зависних од n , укључујући и контрапропагирајуће оптичке сигнале.

2.4 Преглед стационарних и динамичких модела SOA

Оба типа SOA - на бази путујућег таласа и рефлексии, налазе своју примену у оптичким мрежама и фотонским колима. Како би био направљен оптимални избор материјалних и геометријских параметара појачавача, као и њихових радних услова, неопходно је анализирати њихове перформансе, како у стационарном, тако и у динамичком режиму. Анализа може бити спроведена експериментално или теоријски, служећи се неким од модела који ће бити описани у Поглављима 4 и 5. За теоријско истраживање, могуће је дефинисати два гранична приступа, у зависности од захтеване тачности, доступног времена, као и рачунарских ресурса који су на располагању. Први приступ интензивно се користи у комерцијално доступним софтверима за анализу оптичких мрежа, а ослања се на увођење значајног броја апроксимација које доводе до аналитичког или полу-аналитичког решења, или, пак, релативно једноставног нумеричког модела који се ефикасно може имплементирати на комерцијалним рачунарским платформама. Наспрам овог приступа, друга крајност представља детаљну и свеобухватну анализу, која се најчешће примењује приликом дизајна појачавача и његове оптимизације.

Моделовање стационарних и динамичких особина SOA своди се на ефикасно и тачно самосагласно решавање спрегнутих брзинских једначина написаних по концентрацијама носилаца и једначина путујућих таласа написаних по контрапропагирајућим оптичким сигнаlima и ASE шуму, уз примену одговарајућих граничних и почетних услова. У случају TW-SOA, систем једначина се састоји од једне једначине путујућег таласа, написане по сигналу и шуму који пропагирају унапред, док је у случају RSOA неопходно разматрати систем једначина по оба смера пропагације. Број брзинских једначина које описују динамику носилаца наелектрисања зависи од типа активне области и материјала коришћених за њену израду, као и очекиване тачности модела. Самосагласни поступак неопходан је због повратне спреге која се јавља приликом интеракције између фотона и носилаца наелектрисања. Наиме, појачање улазног оптичког сигнала процесом стимулисане емисије умањује концентрацију носилаца у активној области, чиме мање носилаца преостаје, како за стимулисану, тако и за спонтану емисију. Дефицит носилаца наелектрисања заузврат смањује материјално појачање, а тиме и даље појачање сигнала. Уколико концентрација носилаца није значајно осиромашена, односно уколико је њихова просторна дистрибуција приближно униформна, једначина путујућег таласа у смеру лонгитудиналне осе

2.4. Преглед стационарних и динамичких модела SOA



Слика 2.9: Шематски приказ сегмента SOA са означеним релевантним густинама носилаца и фотона.

(2.10) може бити аналитички решена. У случају улазног оптичког сигнала константне снаге (CW), односно стационарне густине фотона, $S_{\text{in}} = S_+(z = 0)$, густина фотона на излазу из TW-SOA, $S_{\text{out}} = S_+(z = L)$, износиће

$$S_{\text{out}} = G_s S_{\text{in}} = S_{\text{in}} \exp[(\Gamma g - \alpha_i)L], \quad (2.54)$$

где је G_s трансмисионо појачање SOA при једном проласку оптичког таласа кроз активну област. Аналогна релација може бити написана и за електрично поље, где је неопходно урачунати фактор $1/2$ у аргументу експоненцијалне функције: $\exp[(\Gamma g - \alpha_i)L/2]$, односно $G_s^{1/2}$. У случају временски зависног (нестационарног) улазног оптичког сигнала, решење за гуштину фотона унапред пропадајућег таласа гласи

$$S_{\text{out}}(t) = S_{\text{in}}(t - L/v_g) \exp[(\Gamma g - \alpha_i)L]. \quad (2.55)$$

Претходни израз добијен је решавањем (2.10) у референтном систему који се креће заједно са сигналом, због чега је временска зависност улазног сигнала, $S_{\text{in}}(t)$, замењена својом закашњеном репликом, $S_{\text{in}}(t - L/v_g)$, за време потребно сигналу да пређе пут од улазне до излазне ивице TW-SOA, L/v_g . Може се приметити да је у оба случаја – стационарном и нестационарном, густина фотона излазног сигнала пропорционална G_s .

Претходне релације, (2.54)-(2.55), могу се уопштити тако да се примене на сегмент SOA дужине Δz , у ком је густина носилаца униформно распоређена. У овом случају, S_{in} и S_{out} представљају улазне и излазне густине фотона посматраног сегмента, $S_+^{k-1} = S_+(z_{k-1})$ и $S_+^k = S_+(z_k)$ за пропацију унапред, односно $S_-^k = S_-(z_k)$ и $S_-^{k-1} = S_-(z_{k-1})$ за пропацију уназад, респективно, као што је приказано на сл. 2.9. Смањењем дужине сегмента претпоставка о униформној дистрибуцији носилаца постаје оправданија. Овакав приступ представља основу за многе методе симулације појачавача, које се могу употребити за ефикасно моделовање TW- и RSOA, како у стационарном, тако и у динамич-

2.4. Преглед стационарних и динамичких модела SOA

ком режиму рада.

2.4.1 Стационарни режим рада

Једна од најстаријих метода коришћених у моделовању SOA, оптичких таласова и полупроводничких ласера јесте метода преносне матрице (енг. *Transfer Matrix Method*, ТММ) [152], која се врло дуго сматра стандардом за симулацију сложених фотонских уређаја. ТММ је ефикасан и моћан нумерички алат који своју популарност дугује интуитивној и једноставној имплементацији на рачунарским платформама. Метода подразумева сегментирање појачавача на p еквидистантних сегмената, дужине $\Delta z = L/p$, где L представља укупну дужину појачавача. Сегменти су означени тако да се k -ти сегмент простире између $(k-1)\Delta z$ и $k\Delta z$. Избор дужине сегмента, Δz , врши се тако да се густина носилаца, материјално и модално појачање могу сматрати униформним на целом сегменту. Уколико је од интереса само унапред пропадајући сигнал, као у случају TW-SOA, излазне густине фотона из суседних сегмената, S_+^{k-1} и S_+^k , повезане су помоћу уопштене релације (2.54)

$$S_+^k = G_k S_+^{k-1} = S_+^{k-1} \exp[(\Gamma g_k - \alpha_{i,k}) \Delta z], \quad (2.56)$$

где су g_k и $\alpha_{i,k}$ материјално појачање и унутрашњи губици активне области који одговарају k -том сегменту, респективно, док G_k означава појачање сегмента при једноструком проласку. У случају бидирекционе пропације (унапред и уназад), код RSOA и FP-SOA, матрица која повезује $(k-1)$ -и и k -ти сегмент има следећи облик, добијен уопштавањем (2.56)

$$\begin{bmatrix} S_+^k \\ S_-^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_k & 0 \\ 0 & G_k^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_+^{k-1} \\ S_-^{k-1} \end{bmatrix}. \quad (2.57)$$

Исти метод може бити примењен и када се једначина путујућег таласа пише по анVELOПИ електричног поља, (2.2), уместо по густини фотона, интензитету или снази. У овом случају, преносна матрица може садржати и информацију о фази [152]

$$\begin{bmatrix} E_+^k \\ E_-^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_k^{1/2} \exp(i\beta\Delta z) & 0 \\ 0 & G_k^{-1/2} \exp(i\beta\Delta z) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_+^{k-1} \\ E_-^{k-1} \end{bmatrix}. \quad (2.58)$$

Служећи се улазним параметрима, наиме, струјом поларизације I и инјектованом оптичком снагом P_0 , односно упадним електричним пољем $E_0 =$

2.4. Преглед стационарних и динамичких модела SOA

$S_0^{1/2} \exp(i\varphi_0)$, заједно са граничним условима и преносним матрицама, могуће је одредити густину носилаца у сваком сегменту на основу брзинске једначине (2.1) у случају балк активне области, односно, одговарајућим системима једначина за сложеније структуре. При моделовању балк RSOA, брзинска једначина по носиоцима биће преведена у p -димензиони систем трансцендентних једначина, написаних по густинама носилаца у сваком од сегмената [113]. Након што се одреде густине носилаца у сваком сегменту, n_k , преносне матрице се могу искористити за одређивање густина фотона или одговарајућих анвелоп електричних поља на границама сваког од сегмената дуж SOA.

У изложеном разматрању, претпостављено је да густине фотона, или одговарајуће анвелопе електричних поља, представљају само сигнал. Већина стационарних модела доступних у литератури не урачунава допринос шума сигналу, претпостављајући да су им фазе међусобно некорелисане, као и да се широкопојасни шум може ефикасно филтрирати на излазу из појачавача. Стога се у неким моделима шум у потпуности занемарује [152], док се у другима третира независном једначином путујућег таласа [121, 153]. Иако се ASE шум већином анализира независно од сигнала, спрезање међу њима постоји кроз брзинску једначину која обухвата потрошњу носилаца услед спонтане и стимулисане емисије, чиме се коначно утиче и на густину носилаца у активној области, а тиме и на све параметре зависне од n , укључујући и густине фотона. У стационарној анализи, могуће је решити једначину путујућег таласа за ASE (2.19) на домену k -тог сегмента дужине Δz , а затим решење дати у форми преносне матрице. Решење (2.19) гласи

$$a_+^k = G_k a_+^{k-1} + \sigma_k \frac{G_k - 1}{\ln G_k}, \quad (2.59)$$

где a_+^{k-1} и a_+^k представљају спектралне густине фотона ASE шума на улазу у, и излазу из k -тог сегмента, респективно, док је допринос радијативне спонтане рекомбинације k -тог сегмента дат у облику

$$\sigma_k = \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{sp} r_{sp}^k \Delta z. \quad (2.60)$$

Уколико је спектар шума униформан на опсегу фреквенција обухваћених пропусним опсегом шума B_N , густина фотона која одговара ASE шуму може бити одређена множењем (2.59) са B_N . У супротном, укупна густина фотона шума одређује се интегралњем (2.59) на опсегу фреквенција шума. Претходно решење (2.19) може бити уопштено за оба смера пропагације [153], и записано у

2.4. Преглед стационарних и динамичких модела SOA

матричном облику

$$\begin{bmatrix} a_+^k \\ a_-^k \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} G_k & 0 \\ 0 & G_k^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_+^{k-1} \\ a_-^{k-1} \end{bmatrix} + \frac{\sigma_k}{\ln G_k} \begin{bmatrix} G_k - 1 \\ G_k^{-1} - 1 \end{bmatrix}. \quad (2.61)$$

Преносна функција шума k -тог сегмента (2.61) није облика стандардне преносне матрице услед постојања додатног вектора који описује генерисање шума унутар k -тог сегмента. Међутим, значајан број стационарних и временски зависних метода урачунава ASE у облику који је сличан или исти (2.61) [122, 131, 154–158]. Будући да се методе дискутоване у наведеној литератури суштински не разликују од ТММ, могу се подвести под уопштену форму ТММ.

Иако је ТММ једноставна за имплементацију, потреба за честим множењем великог броја матрица – чији се број линеарно повећава са бројем сегмената, може довести до акумулације грешке и значајног одступања израчунате густине фотона или одговарајуће анvelope електричног поља од тачних вредности. Уместо применом ТММ, једначине путујућег таласа могу се решити методом коначних разлика (енг. *Finite Difference Method*, FDM) [25, 95]. За таласе који пропагирају у смеру лонгитудиналне осе користе се разлике унапред, док се разлике уназад користе за таласе који пропагирају у супротном смеру. Брзинске једначине решавају се у свакој тачки мреже, чиме се добијају вредности одговарајућих концентрација носилаца. Како се захтева коришћење самосагласног поступка, процес прорачуна густина носилаца и густина фотона ослања се на итеративну процедуру, са ажурирањем најмање једне променљиве у сваком итеративном кораку, при чему је избор за ажурирање најчешће концентрација носилаца. Треба напоменути да је варијација густине носилаца најчешће врло мала у великом опсегу снага улазног сигнала [66]. Са друге стране, густине фотона варирају значајно, често и по неколико редова величине. Стога је контрола итеративног процеса кроз ажурирање густине носилаца, као што је предложено у [25, 95], подложна нестабилности, јер чак и мале варијације густине носилаца могу довести до значајних варијација густина фотона. Показује се да итеративни процес заснован на ажурирању густине фотона [121] може обезбедити бржу конвергенцију, као и повећану стабилност итеративног алгорита.

2.4.2 Динамички режим рада

Када улазни сигнал носи информације утиснуте у амплитуду, фазу или оба, неопходно је формирати динамички модел појачавача за његову анализу у временском домену. Динамички модел се захтева и када се SOA користи у сврху мо-

2.4. Преглед стационарних и динамичких модела SOA

дулације или ремодулације сигнала, односно, када је електрична струја зависна од времена. Најопштији динамички модел, који је прикладан за анализу како великих, тако и малих сигнала, укључује просторно-временску и спектралну зависност унапред и уназад пропадајућих сигнала и ASE шума, датих системом (2.38)-(2.40), и, у зависности од типа активне области, једну или више једначина које описују просторно-временску еволуцију густина носилаца. За балк SOA, динамика носилаца може бити описана путем (2.37), за MQW активну област помоћу (2.42)-(2.43), док је за QD SOA погодно користити систем (2.45)-(2.47). Услед обима и сложености 3D анализе (време-простор-спектар), као и захтеваних рачунарских ресурса приликом имплементације нумеричких алгоритама, честа је пракса да се модел поједностави.

Захваљујући једноставности и свеprisутности у стационарној анализи, неретко се ТММ ажурира тако да подржава опис временске еволуције сигнала, а затим, у тако измењеном облику, имплементира приликом развоја динамичких модела за велике сигнале [155, 156]. Овакви модели су типично бидирекциони што их чини погодним за анализу и TW- и RSOA у временском домену. Слични динамички модели, засновани на подели појачавача на сегменте дуж лонгитудиналне осе и модификацији матрица сигнала, (2.57) или (2.58), и матрице шума (2.61), тако да укључују временску зависност могу се наћи у литератури [75, 122, 131, 157]. Иако наведени модели могу бити задовољавајући за највећи број примена SOA, показује се да једино модел који урачунава интензитете и фазе суперпонираних електричних поља сигнала и шума обезбеђује тачне резултате [131]. Модел који је заснован само на густинама фотона или снагама сигнала и ASE шума прецењује утицај шума на сигнал, док се у моделима где је сигнал третиран путем комплексне анвелопе електричног поља, а шум спонтане емисије само путем густине фотона, потцењује утицај шума на сигнал [131].

Један од примера примене уопштене ТММ у динамичкој анализи јесте динамички широкопојасни бидирекциони метод, заснован на сегментацији SOA, а изведен служећи се инверзном Фуријеовом (фр. *Joseph Fourier*) трансформацијом једначине путујућег таласа написане у фреквенцијском домену [154]. Овај метод се сврстава у ТММ класу метода, при чему се временско кашњење рачуна у комплексном домену. Имајући у виду да метод подржава анализу у спектралном домену, погодан је за симулацију појачавача у вишеканалним системима, попут грубог, односно, густог WDM-а (енг. *Coarse/Dense WDM*, CWDM/DWDM). Сличан модел имплементиран је у комерцијално доступном софтверском пакету *Advanced Design System* од стране *Keysight Technologies Inc.* [159], након конверзије преносних матрица са кашњењем урачунатим у ком-

2.4. Преглед стационарних и динамичких модела SOA

плексном домену, у еквивалентно коло SOA [158]. Још један од примера је и вишесегментни широкопојасни динамички модел, заснован на шеми са филтром са коначним импулсним одзивом (енг. *Finite-Impulse Response*, FIR) [160, 161]. Модел је имплементиран кроз два рачунска корака на сваком сегменту. Најпре се врши прорачун локалног појачања, са његовим линеарним и нелинеарним компонентама, као и локална нелинеарна промена фазе. Затим се једначине путујућих таласа решавају за простирање унапред и уназад по анVELOпама електричних поља, уз урачунавање спектралног облика појачања кроз имплементацију FIR филтра.

Поред ТММ, у динамичкој анализи SOA може се користити и FDM. Уколико је потребно анализирати динамичке и спектралне особине копропагирајућих и контрапропагирајућих пикосекундних оптичких импулса на различитим таласним дужинама, може се користити свеобухватни унапређени модел простирања снопа заснован на коначним разликама (енг. *Improved Finite-Difference Beam Propagation Model*, IFD-BPM) [162]. Наведени модел укључује динамику материјалног појачања и индекса преламања услед међузонских прелаза, СН, SHB, дво-фотонску апсорпцију (енг. *Two-Photon Absorption*, TPA), ултра-брзо нелинеарно преламање (енг. *Ultrafast Nonlinear Refraction*, UNR), дисперзију појачања, померај максимума појачања са варијацијом концентрације носилаца, као и дисперзију групне брзине (енг. *Group Velocity Dispersion*, GVD). Услед бројних линеарних и нелинеарних ефеката који су садржани у моделу, једначине путујућег таласа за пропацију унапред и уназад постају нелинеарне једначине пропације, познате још и као модификоване нелинеарне Шредингерове једначине (енг. *Nonlinear Schrödinger Equation*, NLSE). Решавање ових једначина заснива се на трансформацији координата, која може бити спроведена трапезоидном интеграцијом и применом централних разлика. Исти метод примењен је и приликом формирања модела RSOA за пропацију пикосекундних импулса [109].

Уколико је могуће претпоставити релативно малу промену густине носилаца дуж целокупне активне области SOA, што имплицира и релативно малу промену материјалног појачања, може се формирати модел за анализу динамичког одзива у временском домену, као и четвороталасног мешања унутар SOA [111, 163]. Метод се заснива на аналитичкој интеграцији материјалног појачања на целој дужини појачавача, чиме се елиминише зависност од просторне координате у једначинама путујућег таласа и отвара се могућност описа динамике појачавача системом обичних диференцијалних једначина по времену, које укључују комплексно појачање. ASE шум се у наведеном моделу укључује

2.4. Преглед стационарних и динамичких модела SOA

помоћу еквивалентног извора шума са одговарајућим статистичким особинама. Модел је могуће додатно унапредити укључивањем губитака унутар таласовода, чиме се његова сложеност повећава. Алгоритам за симулацију SOA може се имплементирати у *Simulink*[®] софтверском пакету, у *Matlab*[®] окружењу које подразумева предефинисане рутине за нумеричке прорачуне, и у оквиру ког се могу искористити већ доступни модели динамичких система у временском домену. Сличан приступ, заснован на закашњеној диференцијалној једначини, може се искористити за извођење преносне функције RSOA у временском домену, а затим имплементирати у полу-аналитичком моделу FWM у RSOA [112]. Неопходан предуслов за имплементацију описаног „редукованог модела“ јесте да време кружног пута импулса буде значајно мање од времена трајања импулса. Слично као и у првом моделу, и редуковани модел се може додатно унапредити укључивањем губитака унутар таласовода [164].

Када се динамички ефекти од интереса одигравају током значајно дужег временског интервала од времена потребног сигналу да пропутује кроз активну област, динамички модел се може поједноставити претпостављајући да се простирање дуж активне области SOA одвија тренутно [165, 166]. Једначине путујућег таласа сада могу бити записане у форми која је иста као у случају стационарне анализе, а које се решавају уз помоћ одговарајућих коначних разлика у оба смера простирања. На овај начин, просторна расподела густине фотона и носилаца одређује се у дискретним временским тренуцима, под квази-стационарним условима. Описани приступ може бити користан као основа за једноставне моделе TW- и RSOA, иако треба имати у виду да детаљни модел захтева урачунавање коначног времена простирања таласа кроз појачавач. У том случају, могуће је решити систем спрегнутих парцијалних диференцијалних једначина путујућег таласа нумерички, служећи се „узводном“ шемом првог реда заснованом на FDM [47], чиме се одређује пуна просторно-временска расподела свих величина од интереса.

Поглавље 3

Дизајн и карактеризација активне области SOA

Пре него што се приступи моделовању полупроводничких оптичких појачача путем модела изложених у Поглављима 2.3.1, 2.3.2 и 2.3.3, нумеричкој имплементацији развијених модела и анализи добијених резултата, потребно је посветити пажњу оптичким особинама активне области и оптимизацији геометрије таласовода како би се постигла поларизациона неосетљивост и тиме испунио захтев који се намеће у бројним применама SOA. Избор материјала врши се у складу са жељеном радном таласном дужином, односно електронском структуром полупроводника. Анализа оптичких особина биће спроведена ослањајући се на теорију изложену у Поглављу 2.2.1, прилагођену типу активне области – балк или MQW. Након одређивања материјалног појачања, брзине радијативне спонтане рекомбинације и варијације индекса преламања, приступиће се оптимизацији геометрије таласовода уз смернице изнете у Поглављу 2.2.2, што ће коначно довести до спектралних зависности свих параметара неопходних за успешну анализу SOA.

3.1 Оптичке особине активне области

3.1.1 Балк SOA

Приликом анализе масивног полупроводника, односно структуре која није конфинирана, и када не постоји напрезање материјала, оптичке особине активне области могу се одредити применом двозонског модела, описаног у Поглављу 2.2.1, имајући у виду да је оптички матрични елемент изотропан, односно поларизационо независан [78]. У наставку су дати детаљни изрази за прорачун

3.1. Оптичке особине активне области

материјалног појачања g , брзине спонтане емисије по јединици енергије r_{sp} , као и варијације индекса преламања Δn_{r} , за активну област засновану на ненапрегнутом $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ балк материјалу, према двозонском моделу [78]. Све три величине функције су енергије фотона $\hbar\omega$ и густине носилаца наелектрисања у активној области n , које фигурише у изразима кроз позицију квази-Фермијевих нивоа.

$$g(n, \hbar\omega) = C_{\text{g}} \frac{M_{\text{b}}^2}{2\pi^2} \sum_{i=\text{HH,LH,SO}} \left(\frac{2\mu_i}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\text{g},i}}^{\infty} \frac{\gamma}{\pi} \frac{\sqrt{x - E_{\text{g},i}}}{(x - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} (f_{\text{FD}}^{\text{c}} - f_{\text{FD}}^{\text{v}}) dx, \quad (3.1)$$

$$r_{\text{sp}}(n, \hbar\omega) = \frac{8\pi n_{\text{r}}^2 (\hbar\omega)^2}{h^3 c^2} C_{\text{g}} \frac{M_{\text{b}}^2}{2\pi^2} \times \sum_{i=\text{HH,LH,SO}} \left(\frac{2\mu_i}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\text{g},i}}^{\infty} \frac{\gamma}{\pi} \frac{\sqrt{x - E_{\text{g},i}}}{(x - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} f_{\text{FD}}^{\text{c}} (1 - f_{\text{FD}}^{\text{v}}) dx, \quad (3.2)$$

$$\Delta n_{\text{r}}(n, \hbar\omega) = \frac{q^2 \hbar^2}{n_{\text{r}} \varepsilon_0 m_0^2} \frac{M_{\text{b}}^2}{2\pi^2} \times \sum_{i=\text{HH,LH,SO}} \left(\frac{2\mu_i}{\hbar^2} \right)^{3/2} \int_{E_{\text{g},i}}^{\infty} \frac{(x - \hbar\omega) \sqrt{x - E_{\text{g},i}}}{x(x + \hbar\omega) [(x - \hbar\omega)^2 + \gamma^2]} (f_{\text{FD}}^{\text{v}} - f_{\text{FD}}^{\text{c}}) dx. \quad (3.3)$$

У систему једначина (3.1)-(3.3), $C_{\text{g}} = \pi q^2 / (n_{\text{r}} c \varepsilon_0 m_0^2 \omega)$, где је $q = 1.6 \times 10^{-19}$ C количина елементарног наелектрисања, $m_0 = 9.11 \times 10^{-31}$ kg маса слободног електрона, n_{r} индекс преламања активне области, $c \approx 3 \times 10^8$ m/s брзина светлости у вакууму, $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m диелектрична константа вакуума, $\omega = 2\pi\nu$ кружна учестаност фотона, док је ν његова учестаност, $\hbar = h/(2\pi) = 1.055 \times 10^{-34}$ Js је редукована Планкова константа, где је $h = 6.626 \times 10^{-34}$ Js Планкова константа. Додатно, $M_{\text{b}}^2 = m_0 E_{\text{p}}/6$ означава квадрат моментног матричног елемента за балк, где је E_{p} међузонски матрични елемент, $\mu_i = (m_{\text{e}}^{-1} + m_i^{-1})^{-1}$ и $E_{\text{g},i}$ представљају редуковану ефективну масу и енергетски процеп између дна проводне, E_{c} , и врха валентне зоне, $E_{\text{v},i}$, респективно, где индекс i означава HH, LH, односно SO подзоне. Помоћу $f_{\text{FD}}^{\text{c}} = f_{\text{FD}}^{\text{c}}[E_{\text{c}} + \mu_i/m_{\text{e}}(x - E_{\text{g},i})]$ и $f_{\text{FD}}^{\text{v}} = f_{\text{FD}}^{\text{v}}[E_{\text{v},i} - \mu_i/m_i(x - E_{\text{g},i})]$ означене су Ферми-Диракове дистрибуције $f_{\text{FD}}^{(j)}(E) = \{1 + \exp[(E - E_{\text{f}}^{(j)})/(k_{\text{B}}T)]\}^{-1}$ за проводну ($j = \text{c}$) и валентну ($j = \text{v}$) зону, окарактерисане одговарајућим квази-Фермијевим нивоима $E_{\text{f}}^{(j)}$, где је $k_{\text{B}} = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K Болцманова константа, а T апсолутна температура на којој се полупроводник налази. Полуширина Лоренцове (хол. *Hendrik Antoon Lorentz*) функције означена је са γ . Уколико другачије није наглашено, у наставку ће бити подразумевано да се полупроводник налази на собној тем-

3.1. Оптичке особине активне области

ператури $T = 300$ K.

3.1.2 MQW SOA

Када у активној области постоји конфинирање, додатно праћено напрезањем између слојева различитих материјала, третман проводне и валентне зоне кроз апроксимацију ефективне масе најчешће представља исувише грубу апроксимацију, те је потребно користити сложеније моделе електронске структуре. У зависности од сложености енергетског дијаграма и жељене тачности, могу се применити вишезонски LK 4×4 или 6×6 модел, који валентну зону третирају као непараболичну, или, нешто сложенији 8×8 k.p метод који препознаје и непараболичност проводне зоне. У наставку су представљени изрази за прорачун материјалног појачања, g , брзине радијативне спонтане рекомбинације по јединици енергије, r_{sp} , и варијације индекса преламања, Δn_r , у појачавачу са активном облашћу базираном на вишеструким квантним јамама, добијени коришћењем вишезонског 8×8 k.p метода [66, 78, 83, 167]. Активна област се састоји од шест спрегнутих $\text{In}_{0.516}\text{Ga}_{0.484}\text{As}$ квантних јама са тензионим напрезањем од 0.13%, које су раздвојене $\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ баријерама са компресионим напрезањем од 0.26%, чиме је компензовано напрезање јама. Дебљина једне јаме износи $L_w = 19$ nm, док је дебљина баријере $L_b = 10$ nm, што чини да цела MQW структура има дебљину $L_z = 6L_w + 5L_b = 164$ nm. Прорачун електронске зонске структуре заснива се на Бурт-Формановом (енг. *Burt-Foreman*) формализму [89, 168] и урачунава биаксијално напрезање генерисано током нарастања структуре услед неусаглашених константи решетке на раздвојим површима између јама и баријера. Служећи се одговарајућим скупом базних функција, 8×8 Хамилтонијан може се раздвојити на два 4×4 Хамилтонијана (H_U и H_L), који одговарају горњем (U) и доњем (L) блоку Хамилтонове матрице [83]. Приликом прорачуна зонске структуре, коришћен је метод коначних разлика (FDM).

$$g(n, \hbar\omega) = \frac{q^2\pi}{n_r c \varepsilon_0 m_0^2 \omega L_z} \sum_{\eta=U,L} \sum_{\sigma=U,L} \sum_{n,m} \int |\mathbf{e} \cdot \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}|^2 \frac{\gamma}{\pi} \frac{f_{\eta n}^c - f_{\sigma m}^v}{(E_{nm}^{\eta\sigma} - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} \frac{k_t dk_t}{2\pi}, \quad (3.4)$$

$$r_{sp}(n, \hbar\omega) = \frac{q^2 n_r \omega}{\pi \hbar c^3 \varepsilon_0 m_0^2 L_z} \sum_{\eta=U,L} \sum_{\sigma=U,L} \sum_{n,m} \int |\mathbf{M}_{sp}|^2 \frac{\gamma}{\pi} \frac{f_{\eta n}^c (1 - f_{\sigma m}^v)}{(E_{nm}^{\eta\sigma} - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} \frac{k_t dk_t}{2\pi}, \quad (3.5)$$

$$\Delta n_r(n, \hbar\omega) = \frac{q^2 \hbar^2}{n_r \varepsilon_0 m_0^2 L_z} \times \sum_{\eta=U,L} \sum_{\sigma=U,L} \sum_{n,m} \int |\mathbf{e} \cdot \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}|^2 \frac{E_{nm}^{\eta\sigma} - \hbar\omega}{E_{nm}^{\eta\sigma} (E_{nm}^{\eta\sigma} + \hbar\omega)} \frac{f_{\sigma m}^v - f_{\eta n}^c}{(E_{nm}^{\eta\sigma} - \hbar\omega)^2 + \gamma^2} \frac{k_t dk_t}{2\pi}, \quad (3.6)$$

3.1. Оптичке особине активне области

Табела 3.1: Материјални параметри коришћени у прорачуну зонске структуре активне области засноване на масивном полупроводнику. Активна област $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$; омотач: $\text{In}_{0.76}\text{Ga}_{0.24}\text{As}_{0.52}\text{P}_{0.48}$.

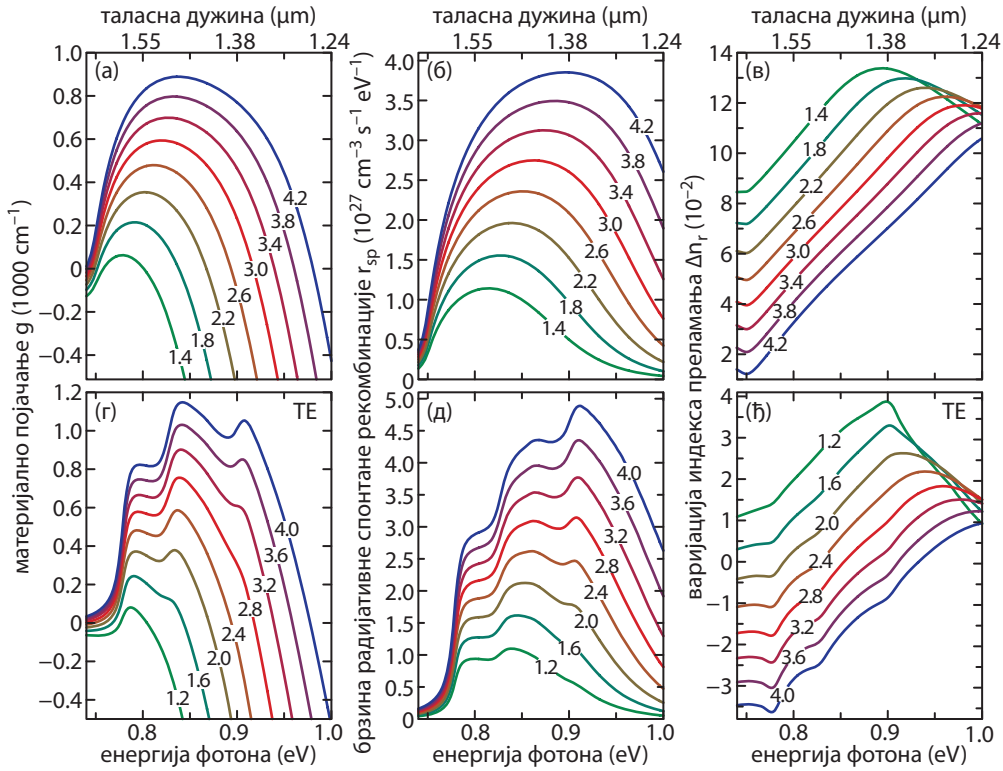
симбол	величина	InGaAs	InGaAsP
E_g [meV]	енергетски процеп CB-VB (HH, LH)	748	1001
$E_{g,\text{SO}}$ [meV]	енергетски процеп CB-VB (SO)	1115	1246
Δ_{SO} [meV]	енергија SO отцепљења	367	245.3
E_p [eV]	међузонски матрични елемент	24.93	23.26
m_e^* [m_0]	ефективна маса електрона	0.0389	0.0541
m_{HH}^* [m_0]	ефективна маса HH шупљина	0.3410	0.4069
m_{LH}^* [m_0]	ефективна маса LH шупљина	0.0567	0.0889
m_{SO}^* [m_0]	ефективна маса SO шупљина	0.1393	0.1709
γ [meV]	полуширина Лоренцове функције		7

У систему једначина (3.4)-(3.6), η и σ означавају један од два 4×4 Хамилтонијана (H_U или H_L), а који одговарају n -тој проводној и m -тој валентној подзони, респективно, k_t је компонента таласног вектора електрона у трансверзалној равни, док су помоћу $f_{\eta n}^c(k_t)$ и $f_{\sigma m}^v(k_t)$ означене Ферми-Диракове расподеле за одговарајућу подзону у CB и VB, респективно. У изразима (3.4)-(3.6), $E_{nm}^{\eta\sigma} = E_{nm}^{\eta\sigma}(k_t)$ представља енергетску раздвојеност n -те проводне подзоне, која одговара η -Хамилтонијану и m -те валентне подзоне σ -Хамилтонијана, док је $\mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma} = \mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}(k_t)$ одговарајући вектор моментног матричног елемента [83]. У зависности од јединичног вектора поларизације, \mathbf{e} , компоненте вектора $\mathbf{M}_{nm}^{\eta\sigma}$ одговарају ТЕ моду ($\mathbf{e} = \mathbf{x}$ или \mathbf{z}) или ТМ моду ($\mathbf{e} = \mathbf{y}$). У прорачуну r_{sp} , користи се моментни матрични елемент који је усредњен по свим дозвољеним правцима поларизације, $|\mathbf{M}_{\text{sp}}(k_t)|^2 = (2|\mathbf{M}_{\text{TE}}(k_t)|^2 + |\mathbf{M}_{\text{TM}}(k_t)|^2)/3$.

3.1.3 Нумерички резултати и дискусија

На слици 3.1 приказане су спектралне зависности материјалног појачања, брзине радијативне спонтане рекомбинације по јединици енергије и варијације индекса преламања за активне области базиране на балк и MQW структури, описане у Поглављима 3.1.1 и 3.1.2. На сл. 3.1 (а)-(в), резултати су приказани за активну област базирану на ненапрегнутом $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ балку, добијени применом двозонског модела датог системом (3.1)-(3.3), уз параметре излистане у Табели 3.1. На сл. 3.1 (г)-(ћ), приказане су исте величине, израчунате помоћу вишезонског 8×8 к.р модела датог системом (3.4)-(3.6), за MQW активну област која се састоји од шест спрегнутих $\text{In}_{0.516}\text{Ga}_{0.484}\text{As}$ квантних јама са тензионим напрезањем од 0.13%, чије је напрезање компензовано помоћу $\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$

3.1. Оптичке особине активне области



Слика 3.1: Спектралне зависности (а), (г) материјалног појачања, (б), (д) брзине радијативне спонтане рекомбинације по јединици енергије, и (в), (ђ) варијације индекса преламања активне области за различите густине носилаца n (10^{18} cm^{-3}) означене на слици, за активне области засноване на (а)-(в) балк и (г)-(ђ) MQW структури.

барјера са компресионим напрезањем од 0.26%. Спектралне зависности дате су само за ТЕ поларизацију, будући да је активна област дизајнирана тако да буде поларизационо неосетљива у спектралном опсегу од интереса. Вредности су добијене на основу параметара датих у Табели 3.2.

За разлику од глатког спектра све три анализирани величине у случају балк активне области, сл. 3.1 (а)-(в), код MQW активне области, сл. 3.1 (г)-(ђ), могу се уочити екстремуми на три енергије. Ова разлика потиче од разлике у густини стања балк и MQW материјала, сл. 2.3, где је у случају балка густина стања пропорционална корену енергије, док је код MQW степенастог облика [23]. За обе активне области, g , r_{sp} и Δn_r , истог су реда величине и показују сличну тенденцију промене са променом концентрације носилаца n и енергије фотона $\hbar\omega$. MQW активна област испољава нешто веће материјално појачање и брзину спонтане емисије за енергије веће од 0.82 eV у поређењу са активном области заснованом на балк полупроводнику. У околини 0.8 eV, варијација индекса преламања по апсолутној вредности нижа је код MQW на ниским кон-

3.2. Дизајн таласовода

Табела 3.2: Материјални параметри коришћени у прорачуну зонске структуре активне области засноване на вишеструким квантним јамама. Јаме: $\text{In}_{0.516}\text{Ga}_{0.484}\text{As}$; баријере: $\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$.

симбол	величина	InGaAs	InGaAsP
E_g [meV]	енергетски процеп	765.2	1107.3
$E_{v,av}$ [eV]	средња позиција VB	-6.6689	-6.8986
Δ_{SO} [meV]	енергија SO отцепљења	366.3	189.2
E_p [eV]	међузонски матрични елемент	25.03	21.91
m_e^* [m_0]	ефективна маса електрона	0.0395	0.0617
γ_1		10.1534	6.0906
γ_2	Латинџерови параметри	3.6114	1.9545
γ_3		4.5580	2.6785
c_{11} [GPa]		1020.7	996.79
c_{12} [GPa]	константе еластичности	507.48	536.03
a_c [eV]	потенцијал деформације CB	-6.091	-5.941
a_v [eV]	потенцијал деформације VB	-1.077	-0.802
b [eV]	потенцијал смицања	-1.897	-1.918

центрацијама, а превазилази ону која се јавља у балк активној области како концентрација носилаца расте.

3.2 Дизајн таласовода

Приликом дизајна таласовода, постављена су два критеријума описана у Поглављу 2.2.2 – поларизациона неосетљивост, односно истоветност модалних појачања за ТЕ и ТМ поларизацију, и високо трансмисионо појачање SOA [66]. Оптимизација таласовода за активне области описане у Поглављу 3.1, наиме, ненапрегнути InGaAs масивни полупроводник, и MQW структуру засновану на тензионо напрегнутим InGaAs јамама са компресионо напрегнутим InGaAsP баријерама, тако да је напрезање компензовано, спроведена је самосагласним итеративним поступком описаним у Поглављу 2.2.2.

3.2.1 Конфинирање оптичког сигнала

У циљу одређивања фактора конфинирања за ТЕ и ТМ поларизацију, потребно је одредити дистрибуцију електричног $\mathbf{E}(x, y)$ и магнетског $\mathbf{H}(x, y)$ поља у трансверзалној равни, која је дефинисана системом Хелмхолцових (нем. *Hermann von Helmholtz*) једначина [169]

$$\nabla_{\perp}^2 \mathbf{E}(x, y) + [(n_r + \Delta n_r)^2 k_0^2 - \beta^2] \mathbf{E}(x, y) = 0, \quad (3.7)$$

3.2. Дизајн таласовода

$$(n_r + \Delta n_r)^2 \nabla_{\perp} \left[\frac{1}{(n_r + \Delta n_r)^2} \nabla_{\perp} \mathbf{H}(x, y) \right] + [(n_r + \Delta n_r)^2 k_0^2 - \beta^2] \mathbf{H}(x, y) = 0, \quad (3.8)$$

где $\Delta n_r = \Delta n_r(n, \hbar\omega)$ означава варијацију индекса преламања, која је ненулта само у активној области појачавача, k_0 је таласни вектор, $\beta = n_{\text{eff}} k_0$ је константа пропагације таласа, док је n_{eff} ефективни индекс преламања, који такође зависи од n и $\hbar\omega$.

Фактори конфинирања за ТЕ и ТМ поларизацију дефинисани су помоћу [169]

$$\Gamma_{\text{ТЕ}} = \int_{\text{a.r.}} |\mathbf{E}(x, y)|^2 dx dy / \int_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{E}(x, y)|^2 dx dy, \quad (3.9)$$

$$\Gamma_{\text{ТМ}} = \frac{1}{n_{\text{a.r.}}^2} \int_{\text{a.r.}} |\mathbf{H}(x, y)|^2 dx dy / \sum_i \frac{1}{n_i^2} \int_i |\mathbf{H}(x, y)|^2 dx dy, \quad (3.10)$$

где а.р. означава активну област, док i означава сваки поддомен таласовода у трансверзалној равни, укључујући и активну област. Треба напоменути да је индекс преламања у одсуству инјекције носилаца, $n_{r,i}$, изведен на основу Адачијевих (енг. *Sadao Adachi*) интерполационих формула [170], те је стога зависан од енергије фотона, $n_{r,i} = n_{r,i}(\hbar\omega)$. Како ова зависност има нагле промене, фактор конфинирања, као и величине зависне од њега, нису нужно глатке функције енергије.

Један од важних параметара при моделовању ASE шума унутар SOA, а који зависи од фактора конфинирања, јесте фактор спрезања спонтане емисије, $\beta_{\text{sp}}(n, \hbar\omega)$. Дефинисан је као однос брзине спонтане емисије спрегнуте са једним оптичким модом, и укупне брзине спонтане емисије, $R_{\text{sp}}(n) = \int r_{\text{sp}}(n, \hbar\omega) d(\hbar\omega)$, а рачуна се према [79]

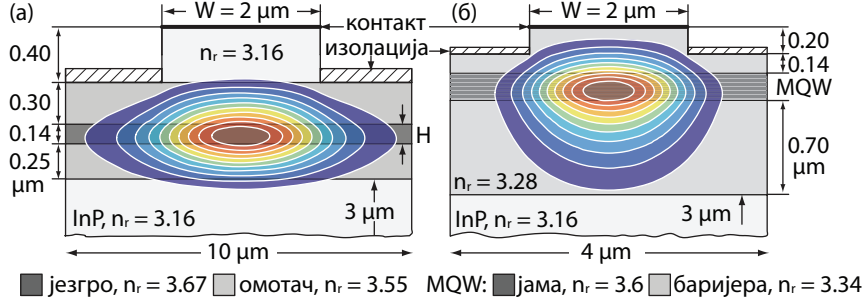
$$\beta_{\text{sp}} = \frac{\Gamma v_g g n_{\text{sp}}}{V R_{\text{sp}}}, \quad (3.11)$$

где је V запремина активне области, док су $\Gamma = (2\Gamma_{\text{ТЕ}} + \Gamma_{\text{ТМ}})/3$ и $g = (2g_{\text{ТЕ}} + g_{\text{ТМ}})/3$ усредњене вредности фактора конфинирања и материјалног појачања по свим правцима поларизације, респективно, изведене на исти начин као и усредњени оптички матрични елемент приликом извођења брзине радијативне рекомбинације у (3.5). У (3.11), $n_{\text{sp}}(n, \hbar\omega)$ представља фактор инверзије популације, који се дефинише као [79]

$$n_{\text{sp}} = \left[1 - \exp \left(\frac{\hbar\omega - \Delta E_f}{k_B T} \right) \right]^{-1}, \quad (3.12)$$

где $\Delta E_f = E_f^{(c)} - E_f^{(v)}$ представља разлику између квази-Фермијевих нивоа СВ и VB. Коначно, за одређивање β_{sp} неопходно је познавати и групну брзину

3.2. Дизајн таласовода



Слика 3.2: Попречни пресек таласовода, заједно са индексима преламања, ширинама и дебелинама слојева, уз приказану расподелу електричног поља у случају (а) балк, и (б) MQW активне области која се састоји од 6 јама, укупне дебелине 114 nm.

светлости $v_g(n, \hbar\omega)$ унутар активне области

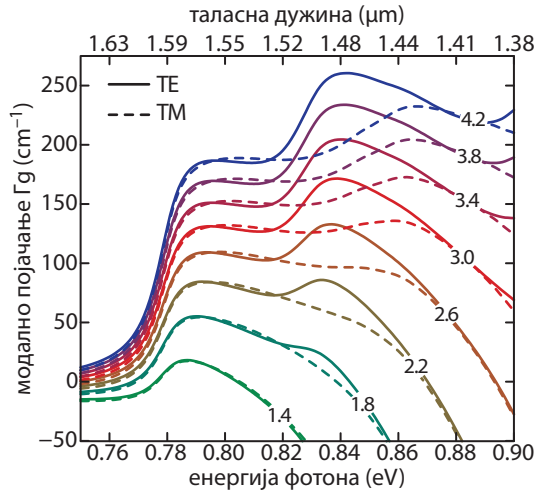
$$v_g = \frac{\partial\omega}{\partial\beta} = \frac{1}{\hbar} \frac{1}{\partial\beta/\partial(\hbar\omega)}. \quad (3.13)$$

3.2.2 Нумерички резултати и дискусија

На сл. 3.2 приказани су попречни пресеци балк и MQW активних области, оптимизованих тако да буду поларизационо неосетљиве. У оба случаја, оптимизација је спроведена за централну таласну дужину сигнала $1.55 \mu\text{m}$, која одговара енергији 0.8 eV , и просечну вредност густине носилаца од $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Систем (3.7)-(3.8) решен је помоћу методе коначних елемената (енг. *Finite Element Method*, FEM), где је за све границе постављен Нојманов (нем. *Carl G. Neumann*) гранични услов, односно гранични услов написан по првом изводу поља, изузев врха гребена, који подлеже Дирихлеовом (фр. *Peter Gustav Lejeune Dirichlet*) граничном услову, односно граничном услову написаном по самом пољу.

Модална појачања за ТЕ и ТМ поларизације, за оптимизовану MQW активну област упоређена су на сл. 3.3, за различите енергије фотона и густине носилаца. Приликом оптимизације модалног појачања, поред варијације индекса преламања изазване инјекцијом носилаца, а дате помоћу (3.3) за балк, односно (3.6) за MQW активну област, у обзир је узет и ефекат апсорпције од стране слободних носилаца (FCA) [167]. У случају MQW активне области, самосагласни поступак доводи до односа фактора конфинирања од $\Gamma_{\text{TM}}/\Gamma_{\text{TE}} = 0.806$, који компензује однос материјалних појачања на радној таласној дужини, $g_{\text{TE}}/g_{\text{TM}} = 0.806$, при чему оптимална вредност фактора конфинирања за ТЕ мод износи $\Gamma_{\text{TE}} = 22\%$. Показује се да је једноставније спровести

3.2. Дизајн таласовода



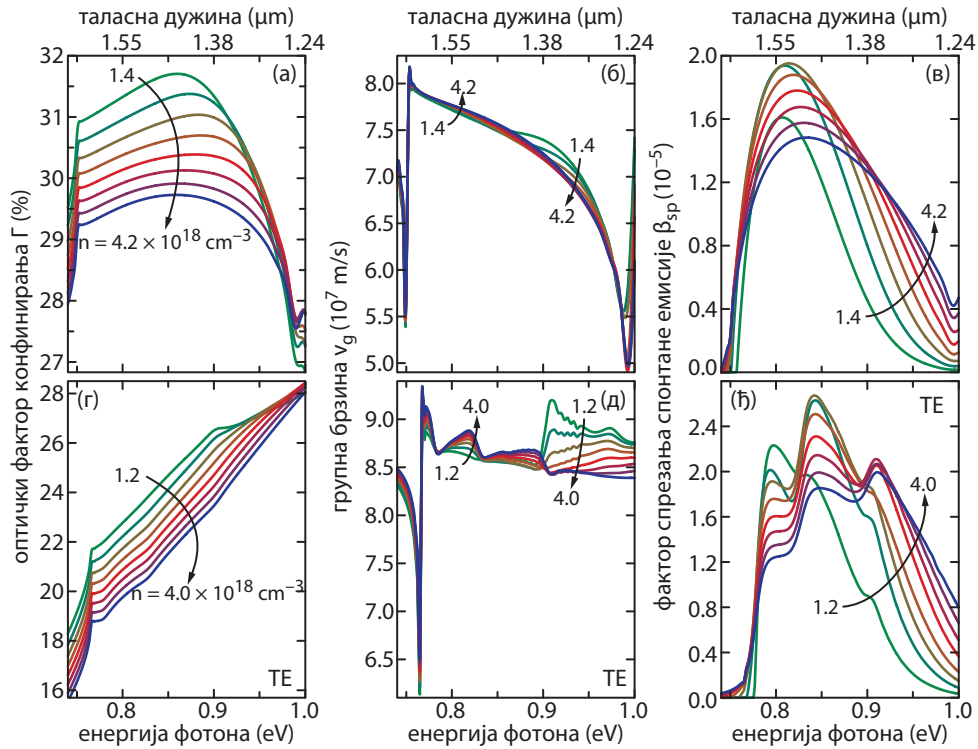
Слика 3.3: Спектрална зависност модалног појачања за MQW активну област дизајнирану да буде поларизационо неосетљива, за TE (пуне линије) и TM (испрекидане линије) модове, за различите густине носилаца n (10^{18} cm^{-3}) означене на слици.

компензацију разлике материјалних појачања уколико је њихов однос $g_{\text{TE}}/g_{\text{TM}}$ мањи од 1 [66]. Иста процедура примењена је и на InGaAs балк SOA, у потрази за оптималним параметрима, при чему је захтевани однос фактора конфинирања једнак 1, будући да је оптички матрични елемент изотропан, те је материјално појачање за TE и TM поларизацију једнако.

Претходно предложени, оптимизован MQW таласовод, сличан је таласоводима описаним у [171] и [172], како по фактору конфинирања, тако и по дебљини слојева. Ригорозни третман фактора конфинирања захтевао би урачунавање имагинарног дела варијације индекса преламања услед инјекције носилаца, односно варијације појачања у активној области [173]. Међутим, у претходно изложеном поступку, акценат је стављен само на варијацију реалног дела индекса преламања, Δn_r , у циљу поједностављења самосагласног поступка. Иако за густине носилаца и енергије фотона за које оптимизација није спроведена, фактори конфинирања одступају од својих оптималних вредности и њиховог односа, ово одступање делом компензује одступање односа материјалних појачања, и тиме ублажава разлику између модалних појачања TE и TM мода.

Спектралне зависности фактора конфинирања, Γ , групе брзине, v_g , и фактора спрезања спонтане емисије, β_{sp} , приказане су на сл. 3.4, како за масивни полупроводник, тако и за MQW активну област, обе оптимизоване тако да су поларизационо неосетљиве. Стога су величине за MQW активну област приказане само за TE поларизацију. Са сл. 3.4, може се уочити да фактор конфинирања и

3.2. Дизајн таласовода



Слика 3.4: Спектралне зависности (а), (г) фактора конфинирања, (б), (д) групне брзине, и (в), (е) фактора спрезања спонтане емисије за различите густине носилаца n (10^{18} cm^{-3}) означене на слици, за активне области засноване на (а)-(в) балк и (г)-(е) MQW структури.

кофицијент спрезања спонтане емисије имају исту тенденцију промене са концентрацијом носилаца за оба типа активних области, балк и MQW. Са друге стране, поредећи зависности $\Gamma(\hbar\omega)$ за балк и MQW, сл. 3.4 (а) и (г), може се најпре приметити различита тенденција промене са порастом енергије, а затим и разлика у вредностима. Ова разлика имаће важне импликације на стационарне и динамичке карактеристике SOA са активним областима заснованим на различитим материјалима. Сличан закључак у погледу различите зависности од енергије може се извести и за групну брзину, сл. 3.4 (б) и (д). Коначно, разлике у β_{sp} , сл. 3.4 (в) и (е), за балк и MQW активну област, подсећају на оне видљиве у материјалном појачању, 3.1 (а) и (г), и последица су истог узрока – разлике у густини стања за масивни полупроводник и MQW.

Поглавље 4

Стационарна анализа SOA

У наставку овог Поглавља биће изведени и имплементирани модели појачавача прилагођени стационарном режиму рада, на основу општих теоријских модела изложених у Поглављу 2, а који су засновани на активним областима анализираним у Поглављу 3. Најпре ће, у Поглављу 4.1, бити изложен свеобухватни широкопојасни нумерички модел намењен детаљној анализи самосталног појачавача, а затим, у Поглављу 4.2, поједностављени полу-аналитички модел, превасходно намењен анализи појачавача као дела сложених фотонских система. Након дискусије о моделима и њиховој имплементацији, приступиће се анализи резултата и дискусији.

4.1 Широкопојасни самосагласни нумерички модел

Како би механизми који леже у позадини рада SOA били у потпуности схваћени, потребно је да модел којим се појачавач описује обухвати спектралне зависности свих релевантних параметара дискутованих у Поглављу 3 и приказаних на сл. 3.1 и 3.4. Модели овог типа најчешће се означавају као широкопојасни, и захтевају рад са спектралним густинама фотона, за разлику од једноставнијих заснованих на густинама фотона. Добра пракса је уопштити модел тако да може подржати произвољну рефлексивност ивица, чиме се постиже модуларност модела и његова транспарентност на тип SOA који се анализира. Једноставним подешавањем рефлексивности снаге ивица, овакав модел може подједнако добро бити коришћен за симулацију TW-, FP- или RSOA. У случају TW-SOA, рефлексивности ивица могу бити постављене на нулту вредност, или, уколико се захтева већа прецизност, на неку малу, али коначну вредност, из

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

опсега 10^{-3} до 10^{-5} . Код FP- или RSOA, за високо-рефлексиону ивицу често се претпоставља да не садржи додатне рефлексионе премазе, већ је дата раздвојеном површи полупроводника и ваздуха. У том случају, њена рефлексивност снаге износи $R_2 = (n_r - 1)^2 / (n_r + 1)^2$. Уколико се користе рефлексиони слојеви, коефицијент рефлексије снаге може бити и већи.

Потпун систем једначина за стационарни широкопојасни модел може бити изведен на основу (2.37)-(2.40) изједначавањем свих извода по времену са нулом

$$\frac{dn}{dt} = 0 = \frac{I}{qV} - (An + R_{sp} + Cn^3) - \frac{R_{st}}{1 + \varepsilon S_\Sigma}, \quad (4.1)$$

$$\pm \frac{ds_\pm}{dz} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_\Sigma} - \alpha_i \right) s_\pm, \quad (4.2)$$

$$\pm \frac{d\varphi_\pm}{dz} = \beta_0 + k_0 \frac{\Gamma \Delta n_r}{1 + \varepsilon S_\Sigma}, \quad (4.3)$$

$$\pm \frac{da_\pm}{dz} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_\Sigma} - \alpha_i \right) a_\pm + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{sp} r_{sp}, \quad (4.4)$$

где је

$$S_\Sigma(n) = \int_0^\infty (s_+ + s_- + a_+ + a_-) d(\hbar\omega), \quad (4.5)$$

$$R_{st}(n) = \int_0^\infty v_g g(s_+ + s_- + a_+ + a_-) d(\hbar\omega). \quad (4.6)$$

Гранични услови за сигнал могу бити изведени на основу (2.14)-(2.15), и дати су следећим системом једначина за предњу ($z = 0$) ивицу

$$s_+(0) = (1 - R_1)s_0 + R_1s_-(0) - 2\sqrt{(1 - R_1)s_0}\sqrt{R_1s_-(0)}\cos[\varphi_0 - \varphi_-(0)], \quad (4.7)$$

$$\varphi_+(0) = \arctan \left[\frac{\sqrt{(1 - R_1)s_0}\sin\varphi_0 - \sqrt{R_1s_-(0)}\sin\varphi_-(0)}{\sqrt{(1 - R_1)s_0}\cos\varphi_0 - \sqrt{R_1s_-(0)}\cos\varphi_-(0)} \right], \quad (4.8)$$

док за задњу ($z = L$) ивицу важи $s_-(L) = R_2s_+(L)$ и $\varphi_-(L) = \varphi_+(L) + \pi$. За улазни сигнал се претпоставља да има Гаусову расподелу спектралне густине снаге

$$\sigma_G(\hbar\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_s} \exp \left[-\frac{(\hbar\omega - \hbar\omega_0)^2}{2\sigma_s^2} \right], \quad (4.9)$$

где $\sigma_s = \sigma_{FWHM} / (2\sqrt{2\ln 2})$ представља стандардно одступање, док је пуна ширина на половини максимума $\sigma_{FWHM} = 0.1 \text{ nm}$. Познајући оптичку снагу улазног сигнала, P_0 , његова спектрална густина фотона може бити одређена множењем густине фотона улазног сигнала, S_0 , јединично нормираном Гаусовом

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

функцијом

$$s_0(\hbar\omega) = \frac{\Gamma(\hbar\omega)P_0}{\hbar\omega v_g(\hbar\omega)WH} \sigma_G(\hbar\omega). \quad (4.10)$$

Приликом анализе ASE шума, фаза се не разматра претпостављајући да је насумичног карактера, те гранични услови гласе $a_+(0) = R_1 a_-(0)$ и $a_-(L) = R_2 a_+(L)$.

Одсуство једначине по фази шума у систему (4.1)-(4.4), доводи до глатког спектра ASE шума на излазу из уређаја. Како би се урачунало резонаторско својство појачавача, може се користити приступ описан у Поглављу 2.3.2, за извођење (2.22) из (2.19), те се (4.4) на исти начин може трансформисати у систем стационарних једначина написаних по густинама фотона које одговарају сваком од m модова резонаторске шупљине

$$\pm \frac{dA_{\pm}^m}{dz} = \left(\frac{\Gamma_m g_m}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} - \alpha_i^m \right) A_{\pm}^m + \frac{1}{2v_g^m} \Gamma_m \beta_{sp}^m R_{sp}^m, \quad (4.11)$$

за које гранични услови гласе $A_+^m(0) = R_1 A_-^m(0)$ и $A_-^m(L) = R_2 A_+^m(L)$. Систем дат помоћу (4.11) представља стационарни облик (2.22), измењен тако да укључује фактор нелинеарног потискивања појачања. Прелазак из домена спектралне густине фотона шума у густине фотона које припадају лонгитудиналним модовима захтева ажурирање (4.5) и (4.6), тако да се интеграл по енергијама за ASE шум преводи у суму по модовима m

$$S_{\Sigma}(n) = \int_0^{\infty} (s_+ + s_-) d(\hbar\omega) + \sum_m (A_+^m + A_-^m), \quad (4.12)$$

$$R_{st}(n) = \int_0^{\infty} v_g g (s_+ + s_-) d(\hbar\omega) + \sum_m v_g^m g_m (A_+^m + A_-^m). \quad (4.13)$$

На овај начин, појачање шума биће урачунато путем једначине путујућег таласа (4.11), а фотони ће накнадно бити прерасподељени унутар опсега учестаности које одговарају једном моду, између две суседне антирезонанције, служећи се преносном функцијом резонаторске шупљине (2.26). Резонантне и антирезонантне учестаности могу се одредити изједначавањем фазне акумулације шума током кружног проласка кроз појачавач са $2m\pi$, односно $(2m - 1)\pi$, респективно, као у случају (2.41)

$$2k_0 \left(n_{\text{eff},0} L + \int_0^L \frac{\Gamma \Delta n_r}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} dz \right) = \begin{cases} 2m\pi, & \text{за } \omega_m^f, \\ (2m - 1)\pi, & \text{за } \omega_m^a. \end{cases} \quad (4.14)$$

У циљу постизања веће ефикасности, неколико суседних модова може бити

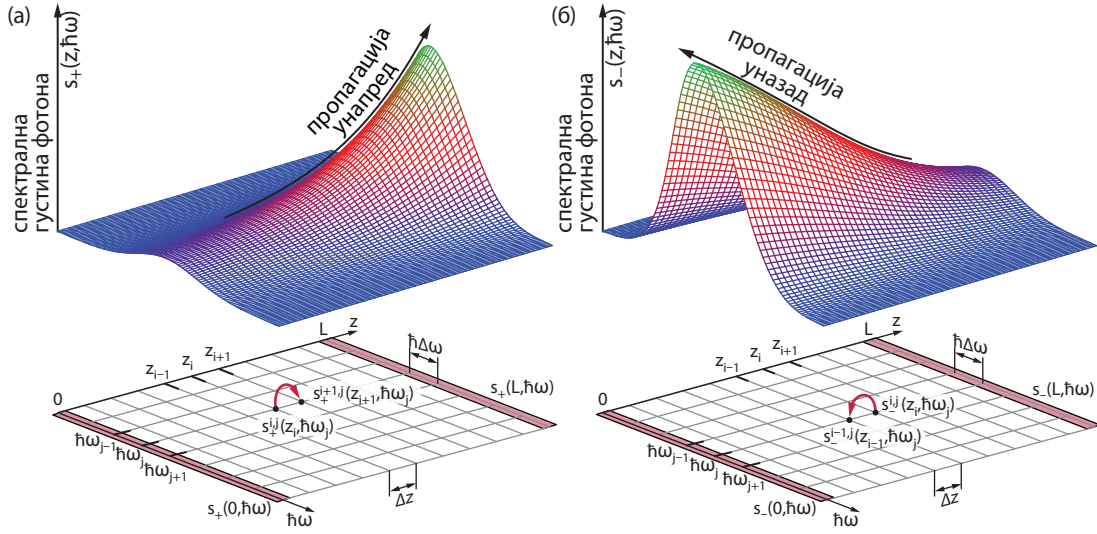
4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

груписано у кластер који садржи $2l + 1$ мод, а који покрива фреквенцијски опсег између две антирезонанције, $\hbar\omega_{m-l}^a$ и $\hbar\omega_{m+l+1}^a$, где l означава мали, ненегативни цео број. Сви фотони који припадају једном кластеру сада су обухваћени једним паром контрапропагирајућих густина фотона A_{\pm}^m , центрираним на m -тој резонанцији, $\hbar\omega_m^r$, при чему се вредности свих спектрално зависних параметара у (4.11)-(4.13) узоркују на $\hbar\omega_m^r$. На овај начин се смањује број неопходних парова једначина (по једна једначина за сваки смер пропагације) за моделовање ASE шума, са укупног броја анализираних модова N на број кластера $M = N/(2l + 1)$. Изложени метод ефикасно смањује време потребно за извршавање алгорита и заузеће рачунарских ресурса на рачун скромног смањења тачности при анализи шума. Грешка у прорачуну густине фотона која је приписана кластеру може бити изражена у областима спектра где је густина фотона ASE шума велика. Како шум, између осталог, зависи од брзине радијативне спонтане рекомбинације и материјалног појачања, ова грешка може бити смањена формирањем неуниформних кластера – у близини централне учестаности сигнала и областима где су материјално појачање и спонтана и стимулисана емисија изражене, кластер може садржати само један мод, док се овај број може повећати у удаљеним деловима спектра.

4.1.1 Имплементација самосагласног метода

Систем једначина којим се описује SOA неопходно је решити самосагласно, услед спрезања које се јавља између сигнала и шума кроз брзинску једначину написану по густини носилаца. Нумеричко решавање система захтева дискретизацију простор-спектар домена на дводимензионалну (2D) мрежу, где сваки чвор мреже представља јединствени пар позиције дуж лонгитудиналне осе z_i и енергије $\hbar\omega_j$. Димензије спектралног домена бирају се тако да обухватају област где је материјално појачање позитивно, пошто ће у остатку спектра сви спонтано генерисани фотони бити потиснути током пропагације негативним појачањем и њихов допринос ASE шуму биће занемарљив. Корак дуж спектралне осе треба да буде мањи од разлике између две суседне резонанције резонаторске шупљине појачавача, која се грубо може проценити из (4.14) и износи $\Delta(\hbar\omega) = \pi\hbar c/(n_{\text{eff},0}L)$. Просторни домен дефинисан је дужином појачавача L , а корак Δz може се одабрати без посебних услова, при чему смањење његове вредности омогућава већу прецизност при прорачуну просторне дистрибуције променљивих од интереса. Избор 1001 еквидистантне тачке z_i дуж лонгитудиналне осе, где i узима вредности од 0 ($z = 0$) до 1001 ($z = L$), обезбеђује квази-континуални просторни домен, са дужином корака $\Delta z = L/1000$. При-

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



Слика 4.1: Илустрација 2D просторно-спектралне мреже коришћене у широкопојасном стационарном самосагласном нумеричком методу за моделовање SOA. Пример укључује дистрибуције спектралних густина фотона за пропацију (а) унапред, и (б) уназад.

мер овакве 2D мреже дат је на сл. 4.1.

Изводи по координати z у (4.2)-(4.3) и (4.11) могу бити замењени коначним разликама. У зависности од смера пропације сигнала и ASE шума – унапред или уназад, користе се одговарајуће коначне разлике: разлика унапред у првом случају, и разлика уназад у другом. Овакав приступ омогућава сукцесивно израчунавање вредности променљивих у наредној тачки у простору на основу вредности из претходне. За пропацију унапред, једначине могу бити записане у следећем уопштеном облику

$$f_+(z_{i+1}) = f_+(z_i) + F_+(z_i)\Delta z, \quad (4.15)$$

где f_+ означава било коју променљиву која описује пропацију унапред, наиме s_+ , φ_+ или A_+^m , док F_+ означава RHS одговарајуће једначине, израчунату у i -тој тачки у простору, z_i . За пропацију уназад, користећи исту уопштену нотацију, једначине се могу записати као

$$f_-(z_{i-1}) = f_-(z_i) + F_-(z_i)\Delta z, \quad (4.16)$$

где f_- означава било коју променљиву која описује пропацију уназад, наиме s_- , φ_- или A_-^m , док F_- означава RHS одговарајуће једначине, израчунату у i -тој тачки у простору, z_i . Спрезање између (4.15) и (4.16) обезбеђено је гра-

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

ничним условима написаним у $z = 0$ и $z = L$. Густина носилаца у сваком чвору мреже дуж просторне координате може се одредити решавањем трансцендентне једначине (4.1), а затим се, користећи (4.14), могу одредити резонантне и анти-резонантне учестаности.

Систем дат помоћу (4.1)-(4.3), (4.11) и (4.14) представља основу за један итеративни корак у самосагласном нумеричком методу (енг. *Self-Consistent Numerical Method*, SCNM). Полазећи од произвољно одабране дистрибуције густине носилаца, могу се одредити просторно-спектралне дистрибуције сигнала и шума за оба смера пропагације, а затим искористити за прорачун нове просторне дистрибуције концентрације носилаца. Претпостављајући да је новоизрачуната дистрибуција концентрације носилаца ближа тачној стационарној дистрибуцији у односу на полазну дистрибуцију, понављање претходно описаног процеса требало би да обезбеди побољшану процену са сваким новим итеративним кораком. Алгоритам се може зауставити када разлика између вредности одређених у два узастопна итеративна корака достигне задату толеранцију. Иако је овакав упрошћени опис алгоритма користан са становишта разумевања концепта итеративне процедуре, у пракси испољава значајну нестабилност и ретко конвергира ка стационарном решењу. Нестабилност је проузрокована значајним променама у спектралним густинама фотона од једног до другог итеративног корака, некада и по неколико редова величине, за релативно мале промене у концентрацијама носилаца. Приступ који се типично користи за ублажавање овог проблема ослања се на самосагласно ажурирање вредности густине носилаца [95], или (спектралне) густине фотона [121], усредњавањем између текућег и претходног итеративног корака, уз коришћење одговарајућих тежинских коефицијената, који могу бити или унапред задати као фиксне вредности [66], или динамички подешавани током итеративног поступка [95]. Иако су се ови приступи показали као успешни у моделовању TW-SOA, у случају RSOA они и даље воде ка алгоритму који дивергира за високе струје поларизације и високе оптичке снаге улазног сигнала. Један од проблема код FP- и RSOA јесте улазак појачавача у ласерски режим рада током ажурирања променљивих у оквиру итеративног поступка. Када се SOA нађе у ласерском режиму, концентрација носилаца може остати фиксна, иако би у питању требало да буде само привремена вредност која одговара текућем итеративном кораку. Са друге стране, може се догодити да се n од једног до другог итеративног корака значајно мења, изазивајући наизменични улазак и излазак из ласерског режима рада, што води ка дестабилизацији алгоритма.

Избором неколико променљивих које ће истовремено бити ажуриране у сва-

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

ком итеративном кораку, примера ради s_{\pm} , A_{\pm}^m и n , уместо само једне, може се повећати стабилност, али и даље недовољно да би алгоритам поуздано радио. Основни проблем представља интеракција између контрапропагирајућих сигнала и шума, где су они који пропагирају уназад закашњене реплике одговарајућих унапред пропагирајућих величина. Овај „ехо“, присутан кад год је рефлексивност било које од ивица SOA ненулта, онемогућава стабилан алгоритам и захтева „обуздавање“ променљивих кроз памћење и урачунавање вредности из неколико претходних итеративних корака приликом процене вредности која се приписује текућем кораку. Уместо усредњавања променљивих на основу вредности добијених из текућег и претходног итеративног корака, уопштени алгоритам укључује k претходних итеративних корака, где је $k \geq 1$. На овај начин су пренебрегнуте изненадне промене вредности променљивих и алгоритам конвергира стабилно ка решењу. Допринос сваке од вредности из претходних итеративних корака може бити одређен избором погодног скупа тежинских коефицијената w_i , чија сума износи $\sum_i w_i = 1$, а који пондеришу резултате i -тог корака током поступка усредњавања. Ажурирана (усредњена) вредност променљиве из текућег итеративног корака, која се прослеђује наредном, x_{i+1} , може се израчунати као

$$x_{i+1} = w_i x_i + w_{i-1} x_{i-1} + \dots + w_{i-k} x_{i-k}. \quad (4.17)$$

Оптимални број укључених итеративних корака зависи од особина уређаја, доминантно од коефицијената рефлексивности предње и задње ивице. Показује се да је $k = 3$ претходна итеративна корака, уз текући, довољно да обезбеди стабилан алгоритам, уз скуп тежинских коефицијената $\{w_i, w_{i-1}, w_{i-2}, w_{i-3}\} = \{0.4, 0.3, 0.2, 0.1\}$ [66]. Избор вредности за тежинске коефицијенте зависи од жељене робусности алгоритма и брзине конвергенције. Коришћењем већих вредности за тежинске коефицијенте текућег, наспрам претходних итеративних корака, итеративни процес постаје ефикаснији у смислу утрошеног времена, али по цену повећаног ризика испољавања дивергенције. Укључивање неколико претходних итеративних корака неопходно је при моделовању FP- и RSOA, али се услов може релаксирати на $k = 1$ за TW-SOA.

Пре иницирања итеративне процедуре, неопходно је дефинисати максималну релативну разлику између два узастопна итеративна корака, δ_{\max} при којој се резултати добијени у тим корацима сматрају приближно једнаким. Релативна разлика између два узастопна итеративна корака, δ , рачуна се као максимална вредност између релативних разлика свих контролисаних променљивих,

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

за сваку тачку мреже $(z_i, \hbar\omega_j)$

$$\delta = \max\{\delta(n), \delta(s_{\pm}), \delta(A_{\pm}^m), \delta(\hbar\omega_m^r)\}. \quad (4.18)$$

Итеративна процедура се зауставља онда када је тренутна вредност релативне разлике δ , мања или једнака дефинисаној толеранцији δ_{\max} . Строги услови који су наметнути у погледу израчунавања δ током сваког итеративног корака обезбеђују да променљиве морају конзистентно конвергирати како би се итеративна процедура успешно завршила. Постављањем $\delta_{\max} = 10^{-3}$, наметнути су строги услови за све променљиве од интереса. Треба напоменути да се итеративна процедура не завршава уколико број итеративних корака није достигао $5 \times (k + 1)$, чак и када је $\delta \leq \delta_{\max}$, чиме се гарантује да пад релативне разлике испод толеранције није последица почетних нестабилности алгорита.

Поред улазних и контролних параметара, наиме, I , P_0 , скупа тежинских коефицијената и δ_{\max} , SCNM захтева скуп претпостављених почетних вредности (енг. *Initial Guess Values*, IGV) за све променљиве од интереса. Како спектрална густина фотона улазног сигнала, s_0 , зависи од фактора конфинирања, што се може видети из (4.10), њена IGV рачуна се за произвољну концентрацију носилаца између концентрације транспаренције n_{tr} и максималне могуће концентрације n_{\max} , која је диктирана доступном струјом поларизације. Вредност концентрације транспаренције може се одредити изједначавањем материјалног појачања са нулом, док се максимална вредност може добити на основу (4.1), под претпоставком да у активној области нема фотона који би се појачали и тиме умањили концентрацију носилаца

$$\frac{I}{qV} - [An_{\max} + R_{\text{sp}}(n_{\max}) + Cn_{\max}^3] = 0. \quad (4.19)$$

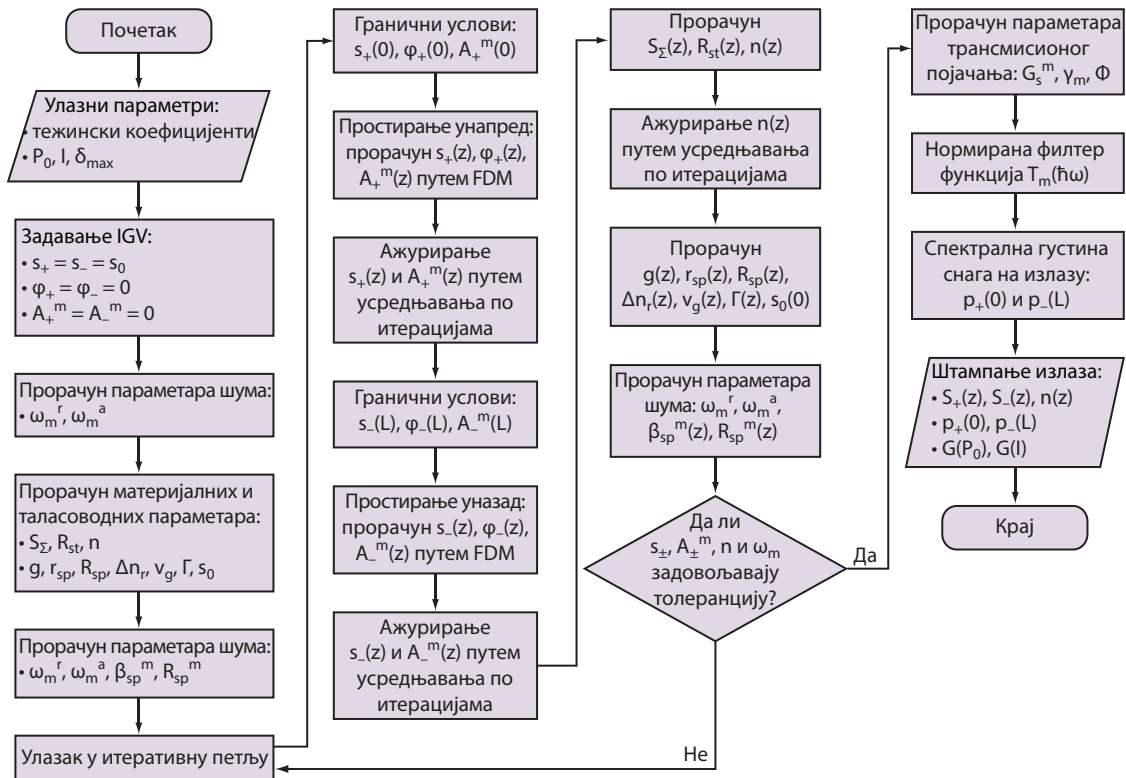
Затим се IGV спектралне густине фотона сигнала који пропагира унапред, s_+ , поставља на вредност спектралне густине фотона улазног сигнала s_0 , док је IGV за сигнал који пропагира уназад, s_- , или постављена на нулту вредност, у случају TW-SOA, или на s_0 , када се анализирају FP- или RSOA. У случају фазе, IGV се за оба смера пропације, φ_{\pm} , поставља на нула. Пре одређивања IGV за ASE шум, потребно је одредити број анализираних модова и начин на који ће бити груписани у кластере. За појачаваче чија је активна област дужине између $500 \mu\text{m}$ и $1000 \mu\text{m}$, интермодални простор је реда $\Delta\lambda = 0.5 \text{ nm}$, те $N = 600$ модова покрива део спектралног опсега где се очекује да шум буде изражен, према сл. 3.1. За 100 модова око централне фреквенције сигнала, бирају се кластери који садрже један мод, док се у остатку спектра формирају кластери

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

од 5 модова, уколико се као критеријум узме да се материјално појачање и брзина спонтане емисије не мењају за више од 2% за балк, односно 3% за MQW структуру, у оквиру опсега енергија додељених једном кластеру, у највећем делу спектра. Овакав избор резултује са $M = 200$ кластера који се анализирају. Густина фотона ASE шума најчешће је неколико редова величине мања од оне која одговара сигналу, те се IGV за све кластере, A_{\pm}^m , постављају на нула. У случају концентрације носилаца, IGV се рачуна на основу већ одабраних IGV за (спектралне) густине фотона сигнала и шума, решавањем трансцендентне једначине (4.1) по n у свакој тачки z_i дуж дискретизоване лонгитудиналне осе. Користећи (4.14), IGV за резонантне и антирезонантне учестаности могу бити одређене. Коначно, служећи се одговарајућим скупом једначина у зависности од типа активне области, масивни полупроводник или MQW, могу се одредити сви материјални параметри зависни од енергије и концентрације носилаца. Ови параметри укључују материјално појачање, (3.1) или (3.4), брзину радијативне спонтане рекомбинације, (3.2) или (3.5), варијацију индекса преламања, (3.3) или (3.6), фактор конфинирања, (3.9), групну брзину, (3.13), и фактор спрезања спонтане емисије, (3.11). Имајући дефинисане све IGV, може се отпочети са итеративном процедуром.

Као што је раније дискутовано, итеративна процедура у основи се ослања на понављање једног итеративног корака и ажурирање променљивих према вредностима прорачунатим у текућем и k претходних итеративних корака, уз помоћ (4.17). Треба напоменути да се, пре него што број завршених итеративних корака достигне k , уместо недостајућих вредности променљивих из претходних итеративних корака користе одговарајуће IGV. Итеративни корак започиње решавањем (4.2), (4.3) и (4.11), за пропагацију унапред и одређивањем s_+ , φ_+ и A_+^m , на основу почетних услова у $z = 0$. Затим следи ажурирање вредности променљивих пондерисаним усредњавањем по претходним итеративним корацима и примена граничних услова у $z = L$. Након тога се (4.2), (4.3) и (4.11) решавају за пропагацију уназад и тиме одређују s_- , φ_- и A_-^m , што је праћено ажурирањем вредности путем пондерисаног усредњавања по претходних k итеративних корака. Укупна густина фотона у активној области, S_{Σ} , и брзина стимулисане емисије, R_{st} , одређују се помоћу (4.12) и (4.13), респективно, након чега се приступа решавању (4.1) како би се одредила дистрибуција густине носилаца. Када се спроведе ажурирање n пондерисаним усредњавањем по претходним итеративним корацима, одређују се сви параметри зависни од концентрације носилаца, укључујући резонантне и антирезонантне учестаности. Коначно, на крају итеративног корака, одређује се максимална релативна разлика између

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

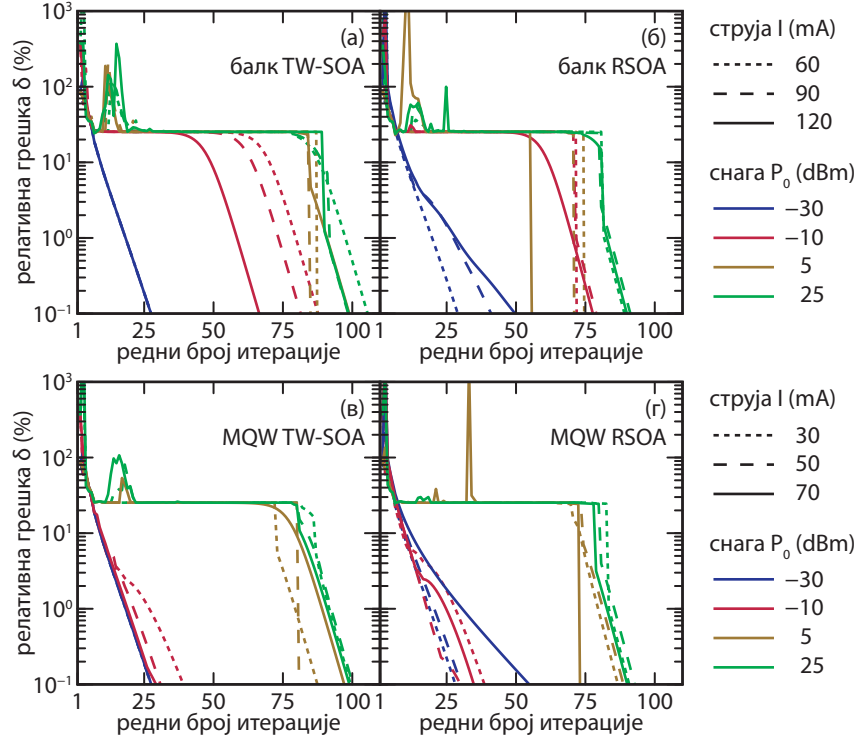


Слика 4.2: Дијаграм тока стационарног широкопојасног самосагласног нумеричког метода.

два узастопна корака помоћу (4.18) и пореди са задатом толеранцијом δ_{\max} . Уколико је услов $\delta \leq \delta_{\max}$ задовољен, и број итерација већи од $5 \times (k + 1)$, сматра се да је итеративни процес успешно искомвергирао ка решењу; у супротном, процес се наставља. Описани алгоритам за имплементацију SCNМ приказан је на сл. 4.2.

Са сл. 4.3 може се уочити да, иако и струја поларизације и оптичка снага улазног сигнала диктирају број итеративних корака потребних да се итеративни поступак успешно заврши, утицај P_0 је израженији, што је код RSOA последица интензивног спрезања контрапропагирајућих сигнала. Може се приметити да неретко δ остаје готово константно током значајног броја итеративних корака, што је последица зависности резонантних и антирезонантних енергија од концентрације носилаца, и стога промене њихове позиције од једног до другог итеративног корака. Ово „лутање“ резонантних енергија изазива несигурност у процени густина фотона шума приписаних кластеру, посебно на ивицама спектра, односно за бочне модове ASE шума, где су вредности густина фотона изузетно ниске. Стога, када густина фотона неког од кластера A_{\pm}^m опадне на вредност мању од 10^{-6} cm^{-3} , она се у наставку алгоритма изједначава са ну-

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



Слика 4.3: Релативна разлика δ (дата у процентима) између два узастопна итеративна корака, у зависности од редног броја итеративног корака за различите комбинације струје поларизације I и оптичке снаге улазног сигнала P_0 , означених на графицима, за (а), (б) TW - и (в), (г) $RSOA$ са активним областима на бази (а), (б) балк полупроводника и (в), (г) MQW структуре.

лом, чиме се надаље елиминише разматрање $\delta(A_{\pm}^m)$ за поменути кластер. Овај поступак доводи до наглог пада релативне разлике, што имплицира да је у међувремену алгоритам успешно конвергирао ка решењу. Број итерација потребан да се итеративни поступак успешно заврши ($\delta < \delta_{\max}$) ретко прелази 150.

Када итеративни процес успешно исконвергира ка стационарном решењу, на основу (2.26)-(2.27) може се одредити нормализована преносна функција резонаторске шупљине, $T_m(\hbar\omega)$, а затим и спектралне густине фотона ASE шума за оба смера пропације

$$a_+(L, \hbar\omega) = \sum_{m=1}^M \left[\left(\hbar\omega_{m+l+1}^a - \hbar\omega_{m-l}^a \right)^{-1} A_+^m(L) T_m(\hbar\omega) \right], \quad (4.20a)$$

$$a_-(0, \hbar\omega) = \sum_{m=1}^M \left[\left(\hbar\omega_{m+l+1}^a - \hbar\omega_{m-l}^a \right)^{-1} A_-^m(0) T_m(\hbar\omega) \right]. \quad (4.20b)$$

Коначно, спектралне густине снаге сигнала и шума заједно, на излазима из

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

појачавача износе

$$p_+(L, \hbar\omega) = [1 - R_2(\hbar\omega)] [s_+(L, \hbar\omega) + a_+(L, \hbar\omega)] v_g(\hbar\omega) W H \hbar\omega / \Gamma(\hbar\omega), \quad (4.21a)$$

$$p_-(0, \hbar\omega) = [1 - R_1(\hbar\omega)] [s_-(0, \hbar\omega) + a_-(0, \hbar\omega)] v_g(\hbar\omega) W H \hbar\omega / \Gamma(\hbar\omega), \quad (4.21b)$$

где су спектралне дистрибуције сигнала и шума израчунате помоћу (4.15)-(4.16), односно (4.20), респективно. Треба напоменути да се постављањем рефлексивности снаге обе ивице на нула, што представља идеализовани случај TW-SOA, претходно описани алгоритам, дат на сл. 4.2, може поједноставити. Након одређивања и ажурирања унапред пропагирајућих величина, наиме s_+ , φ_+ и A_+^m , наредни корак, који подразумева симулацију пропације уназад, може се свести само на прорачун A_-^m , будући да уназад пропагирајући сигнал неће постојати.

Један од најзначајнијих параметара квалитета који се користи у карактеризацији SOA јесте трансмисионо појачање уређаја, G . Према строгој дефиницији, трансмисионо појачање представља однос снага сигнала на излазу из, и на улазу у појачавач, или однос њима одговарајућих густина фотона, који се најчешће даје у логаритамској размери, $G = 10 \log_{10}(P_{\text{out}}/P_0) = 10 \log_{10}(S_{\text{out}}/S_0)$. Међутим, како се на излазу из SOA фотони који потичу од сигнала не могу раздвојити од фотона који су последица појачаног шума у опсегу таласних дужина које одговарају сигналу, излазна густина фотона, или њој одговарајућа снага, увек ће садржати извесну, малу количину шума, који ће имати занемарљив утицај на G , док год је оптичка снага улазног сигнала, P_0 , довољно велика (најчешће већа од -40 dB). У случају TW-SOA, излазна снага израчунава се на задњој ивици ($z = L$), $P_{\text{out}} = \int p_+(L, \hbar\omega) d(\hbar\omega)$, док се код RSOA снага израчунава на предњој ивици ($z = 0$), $P_{\text{out}} = \int p_-(0, \hbar\omega) d(\hbar\omega)$. Када се посматра FP-SOA, било која ивица може бити узета за излазну, зависно од конфигурације система. Уколико модел SOA посматра заједно сигнал и укупни ASE шум, дат на свим фреквенцијама, претходна дефиниција трансмисионог појачања G задржава свој смисао за нешто веће снаге улазног сигнала, које се могу препознати по приближно константној зависности G од P_0 . За недовољно велике снаге P_0 , појачање расте како оптичка снага улазног сигнала опада, тежећи бесконачности за нулту снагу улазног сигнала.

4.1.2 Нумерички резултати и дискусија

На основу широкопојасног самосагласног нумеричког модела, представљеног у Поглављу 4.1, спроведена је детаљна анализа TW- и RSOA у стационарном

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

Табела 4.1: Материјални и геометријски параметри SOA.

симбол	величина	вредност
W [μm]	ширина активне области	2
H [nm]	висина балк активне области	140
L_w [nm]	дебљина јаме у MQW	19
L_b [nm]	дебљина баријере у MQW	10
H [nm]	висина MQW активне области са 6 QW	114
L [μm]	дужина активне области	600
K_0 [cm^{-1}]	кофицијент унутрашњих губитака независних од n	62
K_1 [cm^2]	кофицијент унутрашњих губитака зависних од n	7.5×10^{-17}
A [s^{-1}]	Шокли-Рид-Хол-ов коефицијент	1.1×10^8
C [cm^6/s]	Ожеов коефицијент	5.82×10^{-29}
ε [cm^3]	фактор нелинеарног потискавања појачања	1.5×10^{-17}
$\hbar\omega_0$ [eV]	централна енергија сигнала	0.8
R_1	рефлексивност снаге антирефлексионе ивице	5×10^{-5}

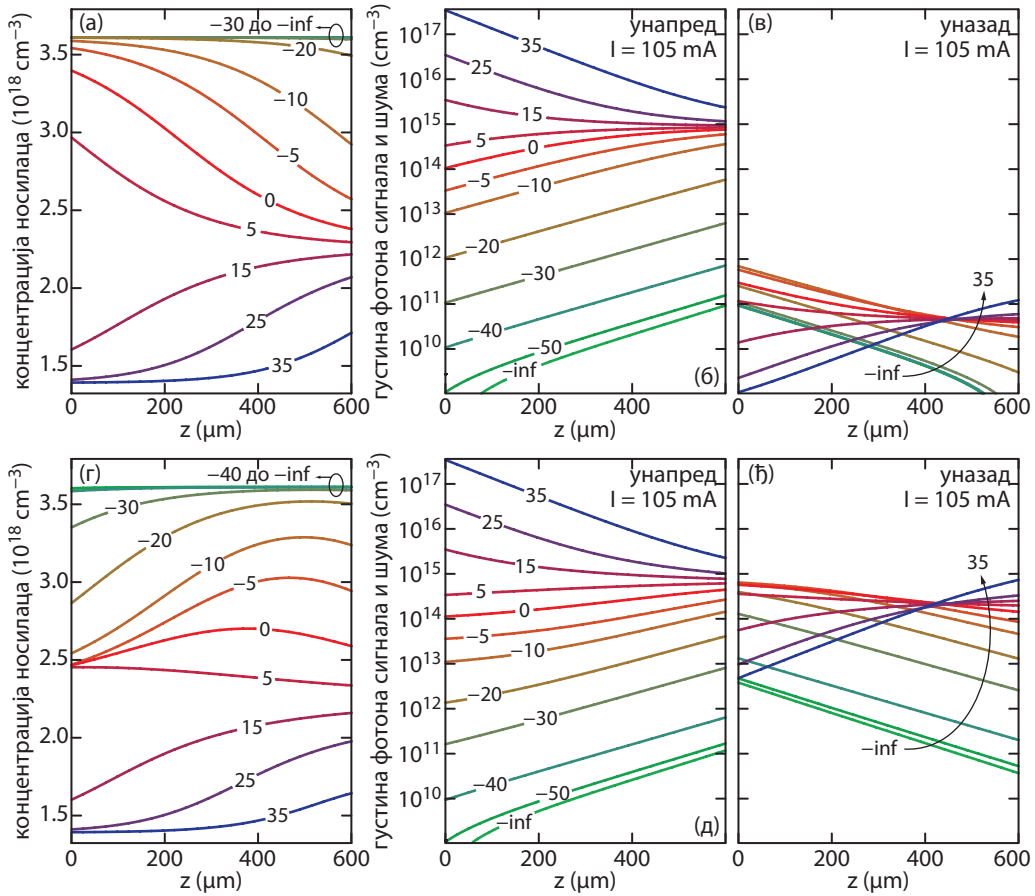
режиму рада. Параметри коришћени приликом моделовања дати су у Табели 4.1. Преостали параметри, који зависе од густине носилаца и енергије фотона, укључујући g , r_{sp} , Δn_{T} , Γ , v_g и β_{sp} , одређени су уз помоћ модела представљених у Поглављу 3 и датих на сл. 3.1 и 3.4. Оба типа активних области, балк и MQW, дизајниране су тако да буду поларизационо неосетљиве, сл. 3.3, те је анализирана само ТЕ поларизација.

Стационарна просторна расподела сигнала и носилаца

На сл. 4.4 и 4.5, приказана је просторна расподела концентрација носилаца, $n(z)$, и густина фотона сигнала и ASE шума заједно, за пропацију унапред и уназад, $\int [s_+(z, \hbar\omega) + a_+(z, \hbar\omega)] d(\hbar\omega)$ и $\int [s_-(z, \hbar\omega) + a_-(z, \hbar\omega)] d(\hbar\omega)$, респективно, за различите оптичке снаге улазног сигнала P_0 .

На сл. 4.4, расподеле су приказане за активну област засновану на ненапрегнутом масивном $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ полупроводнику, чији су параметри излистани у Табели 3.1, док су на сл. 4.5, резултати дати за активну област засновану на MQW структури, која се састоји од шест спрегнутих 0.13% тензионо напрегнутих $\text{In}_{0.516}\text{Ga}_{0.484}\text{As}$ квантних јама, чије је напрезање компензовано $\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ 0.26% компресионо напрегнутих баријерама, са параметрима датим у Табели 3.2. За оба типа активних области, динамика носилаца моделована је путем (4.1). Иако је овај модел поједностављен у односу на пун модел за MQW SOA, дат системом (2.42)-(2.43), његова употреба је оправдана када се запремине области јама, V_w , и области баријера, V_b , не разликују значајно. Наиме, рекомбинационо време живота носилаца у баријери, τ_b , реда је вели-

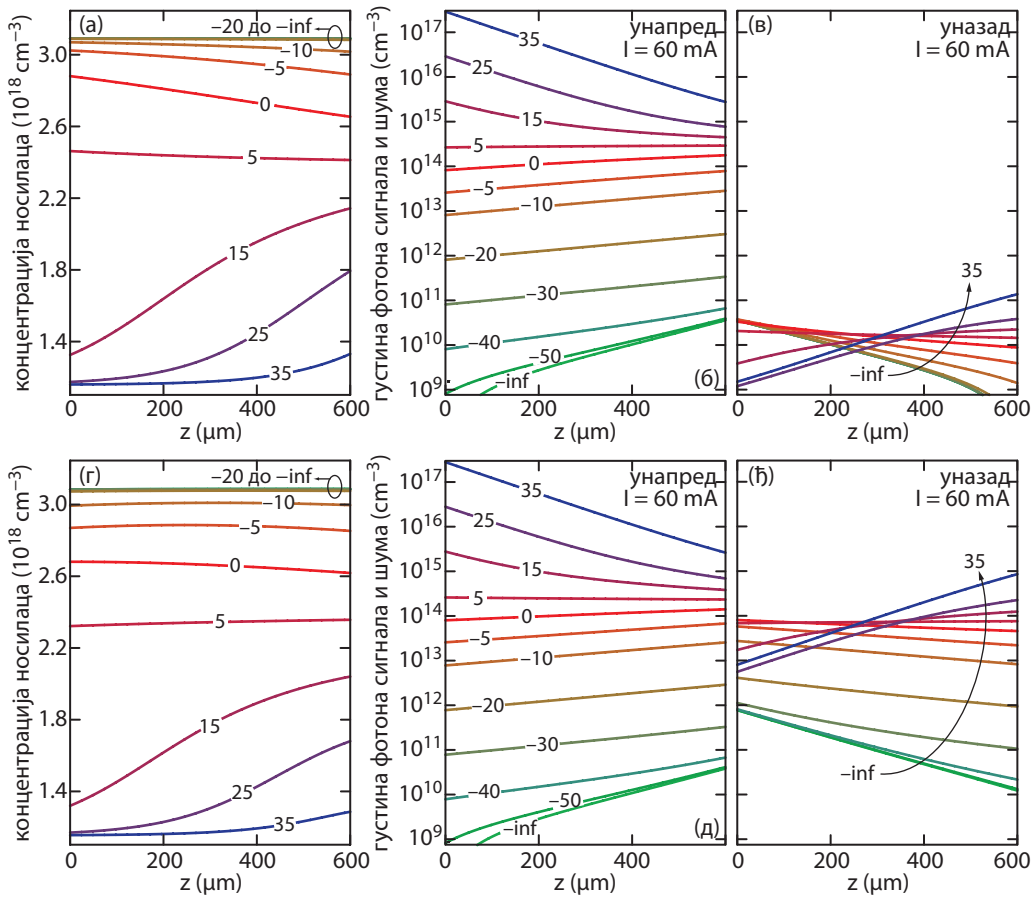
4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



Слика 4.4: Просторна расподела (а), (г) густине носилаца, и укупне густине фотона (сигнал и ASE шум) за пропацију (б), (д) унапред, и (в), (ђ) уназад, за струју поларизације од 105 mA и за различите оптичке снаге улазног сигнала, дате у dBm у случају (а)-(в) TW-SOA, и (г)-(ђ) RSOA, оба са активним областима од ненапрегнутог балк материјала.

чине наносекунде, насупротив времену заробљавања носилаца у јаме τ_{bw} , чија се вредност налази у опсегу од 25 до 55 ps [68]. Са друге стране, показано је да је време отпуштања носилаца из јама, τ_{wb} , веће за један до два реда величине од τ_{bw} [174]. Уз претпоставку да су запремине области јама и баријера, V_w и V_b , респективно, сличне, најзначајнији допринос брзини промене концентрације носилаца у баријери, dn_b/dt , произилази од првог и трећег члана са RHS у (2.42), док други и четврти члан могу бити занемарени. На овај начин, инјекциони члан, $\eta_{inj}I/(qV_b)$ директно утиче на густину носилаца у баријерним стањима, n_b , која се даље пресликава на први члан у (2.43), односно обезбеђује брз прилив носилаца у јамска стања, n_w , која доминантно одређују појачање. Овај ефекат постаје још израженији ако је време заробљавања кратко, те n_b брзо достиже своју стационарну вредност.

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



Слика 4.5: Просторна расподела (а), (г) густине носилаца, и укупне густине фотона (сигнал и ASE шум) за пропацију (б), (д) унапред, и (е), (ђ) уназад, за струју поларизације од 60 mA и за различите оптичке снаге улазног сигнала, дате у dBm у случају (а)-(в) TW-SOA, и (г)-(ђ) RSOA, оба са MQW активним областима састављеним од тензионо напрегнутих QW, чије је напрезање компензовано компресионо напрегнутим баријерама.

Може се уочити да за ниске снаге улазног сигнала, до -30 dBm, концентрација носилаца има вредности блиске максималним дозвољеним, n_{\max} , диктираним струјом поларизације, услед мале потрошње на појачање слабог сигнала путем стимулисане емисије. Како се P_0 повећава, примећују се два ефекта – свеукупно смањење концентрације носилаца, и њена неуниформна дистрибуција, проузрокована повећаном потрошњом на појачање. За оба типа балк SOA, густине фотона за пропацију унапред имају сличне вредности и просторне расподеле, као што је приказано на сл. 4.4 (б) и (д). Сигнали бивају експоненцијално појачани за ниске и умерене снаге улазног сигнала, до 5 dBm. Даље повећање P_0 доводи до значајног осиромашења носилаца близу улазне ивице, сл. 4.4 (а) и (г), и последично приближно експоненцијалног слабљења сигнала.

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

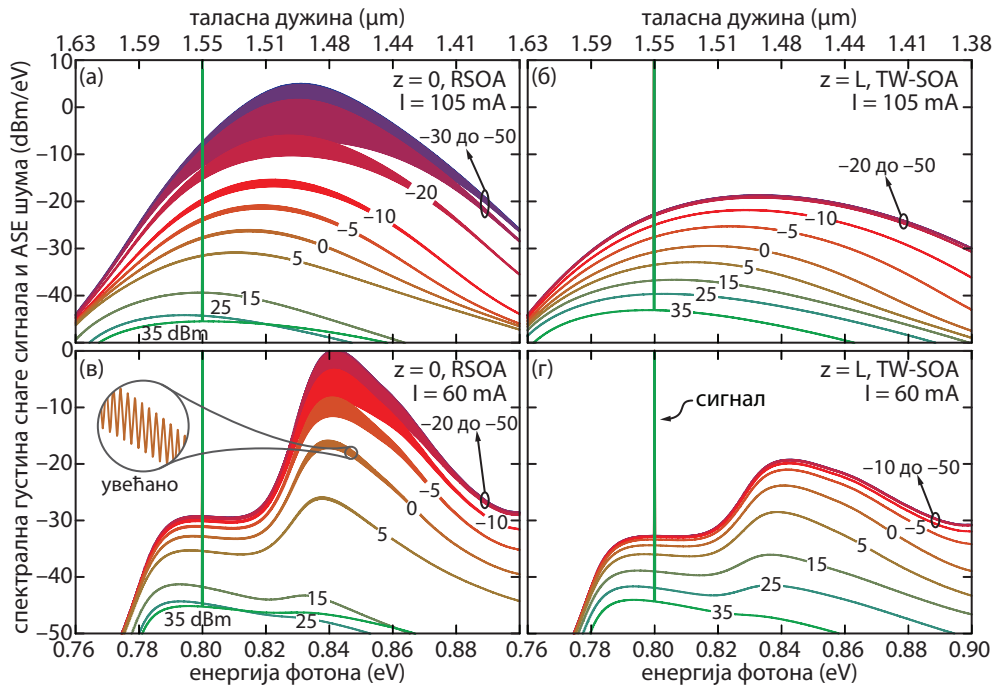
Приликом пропагације уназад, сл. 4.4 (в) и (ђ), може се уочити да су густине фотона неколико редова величине мање код TW-SOA у поређењу са RSOA, што је очекивано услед веома мале заостале рефлективности задње, антирефлексионе ивице. Међутим, квалитативно, просторне расподеле су сличне, и личе на обрнуте просторне расподеле унапред пропадајућих густина фотона, експоненцијално појачане за ниско P_0 и ослабљене како се P_0 повећава. Постојање снажног сигнала који пропада уназад у случају RSOA доводи до разлике у расподели $n(z)$ у поређењу са TW-SOA, за умерене оптичке снаге P_0 , између -20 и 5 dBm. Носиоци су значајније осиромашени у близини предње ивице појачаним сигналом $S_-(z)$, сл. 4.4 (г), и њихова расподела испољава максимум у близини задње ивице, услед интеракције контрапропадајућих сигнала.

Просторне расподеле носилаца и густина фотона за MQW SOA, сл. 4.5, личе на расподеле добијене у случају балк SOA, сл. 4.4, те се може доћи до истих закључака током квалитативне анализе. Основна разлика потиче од ниже густине носилаца и материјалног појачања, који су последица поларизационо независног дизајна појачавача и ниске струје напајања. Наиме, врло изражени ASE шум у MQW SOA, за који ће се показати да је упоредив са вредностима за балк при готово двоструко вишим струјама напајања, доводи до униформније расподеле густине носилаца, сл. 4.5 (в) и (ђ), и нешто нижег трансмисионог појачања, што се може увидети из вредности густине фотона на излазу из појачавача, у $z = L$ за TW-SOA, и $z = 0$ за RSOA.

Спектрална расподела сигнала и шума

Спектралне густине снаге сигнала и ASE шума, са видљивим ефектом филтрирања које потиче од резонаторске шупљине SOA, дате су на сл. 4.6, и доминантно зависе од спектралних расподела r_{sp} , g и Γ . Разлика између спектра излазних сигнала за различите типове активних области, балк, сл. 4.6 (а), (б), и MQW, сл. 4.6 (в), (г), резултат је различитих спектралних зависности брзине радијативне спонтане рекомбинације и материјалног појачања, датих на сл. 3.1. Како се максимум у спектру брзине радијативне спонтане рекомбинације јавља на вишим енергијама фотона у поређењу са максимумом материјалног појачања, сл. 3.1, може се закључити да се и максимум ASE шума јавља на вишим енергијама у односу на ону која одговара сигналу, чак и када се радна таласна дужина сигнала одабере тако да одговара максимуму материјалног појачања. Ово одступање максимума ASE шума и сигнала додатно је наглашено у MQW SOA чињеницом да фактор конфинирања Γ расте са повећањем енергије, сл. 3.4 (г), доводећи до значајнијег осиромашења носилаца ASE шумом и нижег

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



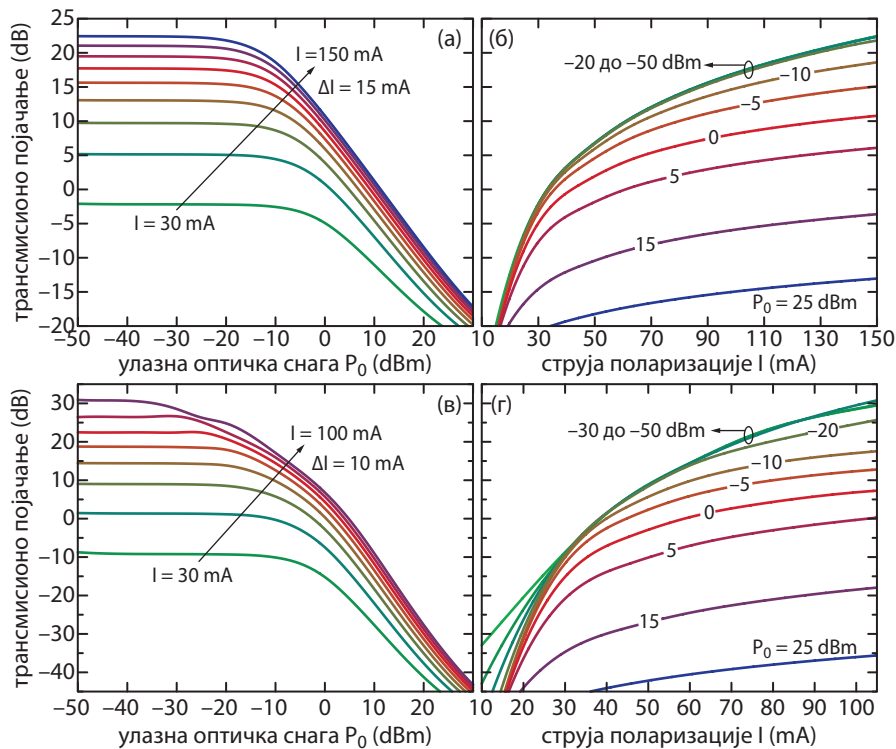
Слика 4.6: Укупна спектрална густина снаге на излазу из SOA за различите оптичке снаге улазног сигнала, P_0 , означене на одговарајућим кривама, у случају (а), (в) RSOA у $z = 0$, и (б), (г) TW-SOA у $z = L$, за активне области базирани на (а), (б) балк материјалу са струјом поларизације од $I = 105$ mA, и (в), (г) MQW структури са струјом поларизације од $I = 60$ mA.

трансмисионог појачања. У случају балк SOA, Γ испољава максимум у околној централне енергије сигнала, и смањује се како енергија фотона расте, сл. 3.4 (а), чиме се донекле потискује утицај шума.

Услед веће рефлексивности задње ивице, за разлику од TW-SOA, сл. 4.6 (б), (г), спектрална расподела снаге на излазу из RSOA, сл. 4.6 (а), (в), испољава приметне резонанције и антирезонанције, које бивају додатно наглашене када је снага улазног сигнала P_0 ниска, услед слабијег осиромашења носилаца и већег појачања SOA при једном проласку сигнала. Резонанције губе на снази како се снага улазног сигнала повећава, будући да снажан улазни сигнал веома брзо потроши доступне носιοце за појачање путем стимулисане емисије, чиме преостаје мање носилаца за спонтану емисију и шум бива потиснут. Последично, и ефекат вишеструких пролазака шума кроз резонаторску шупљину појачавача постаје мање изражен у спектру излазног сигнала.

Треба нагласити да балк SOA може остати у појачавачком режиму за значајно више струје поларизације, док у случају MQW SOA максимум појачања достиже праг ласеровања при нижим концентрацијама носилаца, те и нижим струјама поларизације.

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



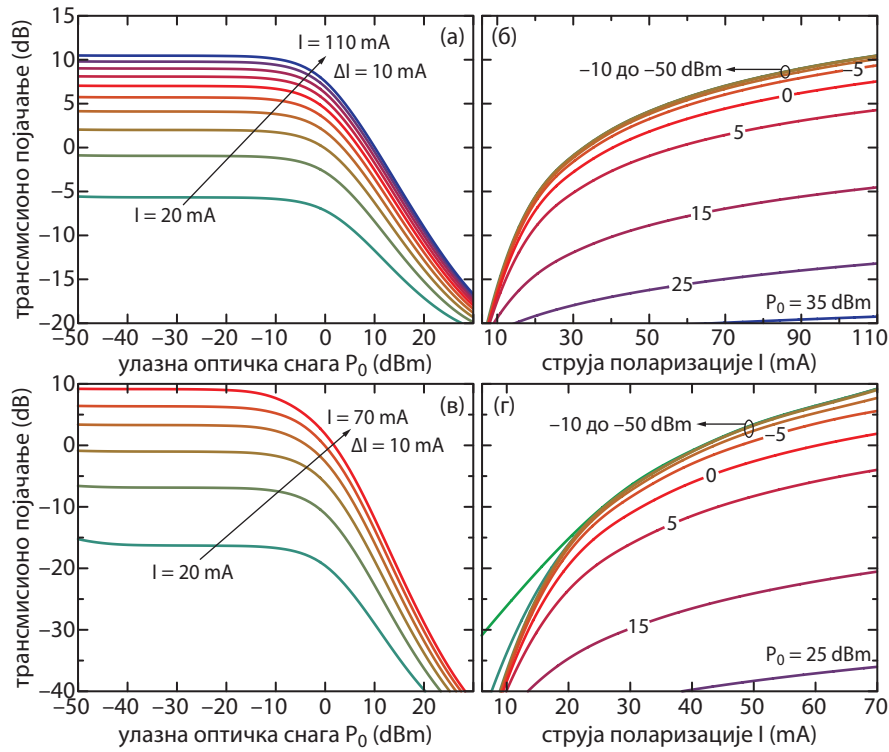
Слика 4.7: Трансмисионо појачање појачавача за балк активну област у зависности од (а), (в) оптичке снаге улазног сигнала, и (б), (г) струје поларизације, за (а), (б) TW-SOA, и (в), (г) RSOA.

Стационарно трансмисионо појачање

Један од најзначајнијих параметара квалитета SOA јесте његово стационарно трансмисионо појачање. Као што је дефинисано у Поглављу 4.1.1, G представља однос излазних и улазних оптичких снага, или њима одговарајућих густина фотона. Сlike 4.7 и 4.8 приказују зависност трансмисионог појачања од радних услова, односно струје поларизације I , и оптичке снаге улазног сигнала P_0 , за TW- и RSOA са активним областима од балк материјала и MQW структуре, респективно.

Са сл. 4.7 може се уочити да се са повећањем струје поларизације повећава и трансмисионо појачање у оба типа SOA, пошто је више носилаца на располагању за стимулисану емисију, док се повећањем улазне снаге оптичког сигнала, смањује појачање, услед прекомерне потрошње носилаца. За ниске и умерене снаге P_0 , до приближно -10 dBm, трансмисионо појачање се не мења значајно при промени P_0 , и у највећој мери је ограничено дужином активне области у којој се одвија појачање. Показује се да RSOA испољава веће појачање, сл. 4.7 (в)-(г), у поређењу са TW-SOA, сл. 4.7 (а)-(б), за струје поларизације из-

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



Слика 4.8: Трансмисионо појачање појачавача за MQW активну област у зависности од (а), (в) оптичке снаге улазног сигнала, и (б), (г) струје поларизације, за (а), (б) TW-SOA, и (в), (г) RSOA.

над 50 mA. Уколико су струје ниже, испод 50 mA, појачање RSOA мање је од појачања TW-SOA. Овај ефекат последица је двоструког проласка сигнала кроз активну област у случају RSOA, чиме се наглашава или појачање, када је густина носилаца висока, или слабљење, у супротном. Максимална струја поларизације за SOA ограничена је или максималном густином струје која омогућава дуготрајни стабилни рад појачавача, или прагом ласеровања. У другом случају, праг концентрације носилаца n_{las} , може се проценити на основу [79]

$$\Gamma g(n_{\text{las}}) - (K_0 + \Gamma K_1 n_{\text{las}}) = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2}, \quad (4.22)$$

где је са $g(n_{\text{las}}) = g_{\text{las}}$ означен праг материјалног појачања за ласерску емисију. Користећи (4.1), могуће је одредити струју прага, на основу n_{las} . Како је производ рефлективности ивица већи код RSOA него код TW-SOA, концентрација прага ће бити нижа, што имплицира да ће и струја прага за ласерску емисију бити нижа.

На графику зависности појачања балк RSOA од улазне оптичке снаге, може се уочити необична појава за високе струје поларизације, сл. 4.7 (в). Како се по-

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел

јачавач приближава сатурационој области рада, у којој трансмисионо појачање почиње да опада са улазном снагом, може се приметити премашај појачања изнад несатуриране вредности, за ниско P_0 . Овај ефекат документован је у литератури [66, 115], и може бити објашњен неравнотежом између наглог пада брзине спонтане емисије и снаге ASE шума са смањењем концентрације носилаца, која је приближно квадратне зависности од n , и релативно спорог пада материјалног појачања на таласној дужини сигнала, које испољава приближно логаритамску зависност од n [66]. Поменути ефекат није изражен код TW-SOA будући да недостатак повратне спреге онемогућава значајан пораст снаге ASE шума чак и када је снага улазног сигнала P_0 ниска, те смањење снаге ASE шума на граници сатурације не игра значајну улогу у зависности $G(P_0)$.

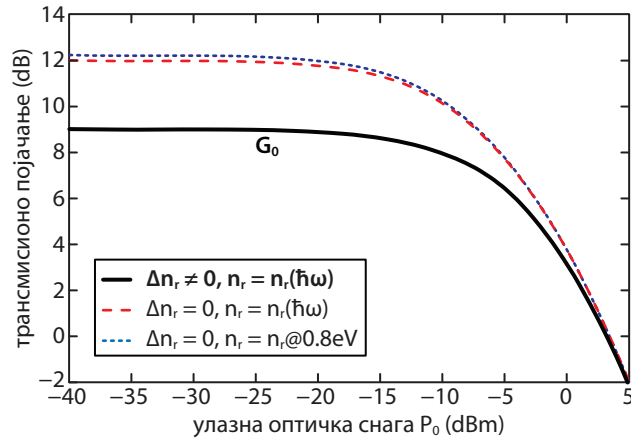
Слика 4.8 приказује да MQW SOA обезбеђује нешто ниже појачање у поређењу са балк SOA, за исте радне услове. Ниже трансмисионо појачање последица је нижег модалног појачања, услед мањег фактора конфинирања на централној учестаности сигнала, сл. 3.4, што је последица поларизационо неосетљивог дизајна. Додатну улогу игра и осиромашење носилаца снажним ASE шумом, као што је раније образложено. Како би се постигло веће трансмисионо појачање MQW SOA, потребно је приликом дизајна активне области водити рачуна не само о односу Γ_{TM}/Γ_{TE} , већ и о зависности фактора конфинирања од енергије фотона. Поред нижег појачања за исте радне услове, MQW SOA захтева и ниже струје поларизације у поређењу са балк SOA. Ово је, са једне стране, последица мање запремине активне области MQW од балк SOA, услед мање висине H , Табела 4.1, што имплицира да исте струје поларизације обезбеђују већу концентрацију носилаца код MQW SOA кроз (4.1). Са друге стране, MQW SOA достиже праг ласеровања g_{las} за ниже концентрације носилаца, сл. 3.1, што додатно ограничава максималну дозвољену струју поларизације.

Квалитативно, оба типа активних области дају сличне резултате, где се трансмисионо појачање повећава са повећањем струје поларизације. За ниске снаге улазног сигнала, појачање је приближно константно при промени P_0 , а како се улазна снага повећава и потрошња носилаца постаје интензивнија, појачавач почиње да ради у режиму сатурације, и појачање почиње да опада.

Утицај честих апроксимација на резултате

У циљу разумевања утицаја различитих ефеката укључених у широкопојасни стационарни модел изложен у Поглављу 4.1, извршено је поређење пуног SCNМ модела са његовим поједностављеним верзијама. На сл. 4.9 приказана је зависност трансмисионог појачања MQW RSOA од снаге улазног сигнала,

4.1. Широкопојасни самосагласни нумерички модел



Слика 4.9: Поређење трансмисионог појачања MQW RSOA при $I = 70 \text{ mA}$ за различите нивое апроксимација уведених у пун SCNM модел.

израчунатог пуним моделом (G_0), као и моделима заснованим на једној или две често коришћене апроксимације. Случајеви који се анализирају су:

1. укључена варијација индекса преламања услед инјекције носилаца ($\Delta n_r \neq 0$) и спектрална зависност индекса преламања [$n_r = n_r(\hbar\omega)$], што представља пун SCNM модел, сл. 4.9, пуна линија;
2. занемарена варијација индекса преламања ($\Delta n_r = 0$), али задржана спектрална зависност индекса преламања [$n_r = n_r(\hbar\omega)$], сл. 4.9, испрекидана линија;
3. занемарена варијација индекса преламања ($\Delta n_r = 0$), уз константан индекс преламања, дат својом вредношћу на централној енергији сигнала [$n_r = n_r(0.8 \text{ eV})$], што даље имплицира да су фактор конфинирања Γ , ефективни индекс преламања n_{eff} и групна брзина v_g такође независни од енергије, сл. 4.9, тачкаста линија.

Са сл. 4.9 се може уочити да Δn_r значајно утиче на несатурирано трансмисионо појачање доводећи до приметног повећања апроксимативно одређеног појачања у односу на G_0 за ниске и умерене снаге оптичког сигнала, до $P_0 = 5 \text{ dBm}$. Занемаривањем Δn_r повећава се Γ , слично као у случају приказаном на сл. 3.4 (г) при смањењу концентрације носилаца. Услед пораста целокупне зависности $\Gamma(\hbar\omega)$, као и одговарајућег модалног појачања, сигнал и шум су појачани, обезбеђујући чак до 3 dB веће појачање и односу на G_0 .

Уколико се учини корак даље, односно анализира трећи случај, $\Delta n_r = 0$ и $n_r = n_r(0.8 \text{ eV})$, може се уочити мали пораст несатурираног појачања у односу на други случај, те нешто веће одступање од G_0 . Константна вредност Γ која

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

одговара трећем случају, а која је нешто нижа од спектрално зависних у првом и другом случају, сл. 3.4 (г), не омогућава шуму да се превише појача на енергијама које одговарају максимуму r_{sp} . Стога је осиромашење носилаца мање за ниске и умерене оптичке снаге, што омогућава искоришћење носилаца за појачање сигнала процесом стимулисане емисије, односно, обезбеђује веће појачање на таласној дужини сигнала.

Прорачун показује да је у случају балк RSOA константно $\Gamma = \Gamma(0.8 \text{ eV})$ веће од $\Gamma(\hbar\omega)$, сл. 3.4 (а), на великом опсегу енергија где је r_{sp} изражено. Ово доводи до повећане потрошње носилаца на ASE шум, те и нижег појачања на таласној дужини сигнала. Као резултат, за балк RSOA, одступање у другом случају веће је од одступања у трећем, у односу на пун модел (први случај). Изложени резултати јасно указују на значај правилног моделовања фактора конфинирања при анализи SOA – како у смислу спектралне зависности, тако и зависности од концентрације носилаца.

4.2 Стационарни полу-аналитички модел

Када су временски и рачунарски ресурси приоритет, уместо детаљног нумеричког, може се употребити и други приступ у анализи SOA. Основна идеја од које се полази у полу-аналитичком приступу јесте искоришћавање предности аналитичког приступа у погледу идентификације параметара који су кључни за перформансе појачавача, као и начина на који они утичу на стационарни одзив, уз прецизност и могућност решавања сложених проблема коју нуде нумеричке методе, како би се оформио брз, ефикасан и модуларан модел. У основи, модел се ослања на примену пажљиво одабраних апроксимација које могу да смање сложеност модела, али истовремено задрже његову тачност на што је могуће већем нивоу. Како густина носилаца углавном не варира значајно дуж активне области, често се моделује константном, или део-по-део константном функцијом. Ова апроксимација интензивно је коришћена у ТММ, и, као што је дискутовано у Поглављу 2.4.1, представља основу за многе различите моделе SOA. Одабиром константне вредности за $n(z)$ једначина путујућег таласа поједностављује се довољно да је могуће наћи њено аналитичко решење, или у затвореној форми, попут (2.54), или у форми трансцендентне једначине. Густина носилаца такође може бити апроксимирана линеарном функцијом, али овакав приступ може обезбедити аналитичко решење искључиво када је нелинеарно потискивање појачања занемарено [175].

За разлику од густине носилаца, густине фотона сигнала и шума варирају

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

до неколико редова величине током пропагације од једне до друге ивице SOA. Може се закључити да мале промене у n могу довести до значајних промена у сигналу и шуму, те је потребно посветити посебну пажњу избору адекватне вредности за константну густину носилаца. Примера ради, одабир вредности уз предњу или задњу ивицу, $n_0 = n(z = 0)$ или $n_L = n(z = L)$, респективно, може значајно пре- или потценити материјално појачање и брзину спонтане емисије, и тиме довести до приметне грешке у излазним густинама фотона, и, последично, трансмисионом појачању. У циљу ублажавања овог одступања, аритметичка средина између поменуте две вредности може бити одабрана, $\bar{n} = (n_0 + n_L)/2$, и тиме се грешка занемаривања просторне зависности при моделовању n може делимично компензовати. Још један приступ који је могуће применити јесте одабир концентрације носилаца на фиксној локацији дуж појачавача која не мора нужно бити предња/задња ивица активне области, $n(z_{\text{opt}})$, где је $z_{\text{opt}} \in [0, L]$. Уколико се локација z_{opt} пажљиво одабере, овај приступ може дати резултате који су задовољавајући у одређеном опсегу радних услова. Његова фундаментална мана је да ће избор оптималне локације z_{opt} зависити од радних услова, што се може закључити на основу сл. 4.4 (а), (г), односно сл. 4.5 (а), (г). Примера ради, избор z_{opt} у близини максимума зависности $n(z)$ код RSOA за умерене снаге улазних сигнала може довести до значајно прецењеног материјалног појачања, што се даље пресликава на грешку при одређивању трансмисионог појачања. Стога ће се надаље за константну густину носилаца бирати аритметичка средина густина носилаца на ивицама уређаја.

Повећање ефикасности модела може се постићи додатном апроксимацијом, где се спектралне зависности густина фотона сигнала и шума занемарују и сви фотони који потичу како од спонтане емисије, тако и од сигнала, посматрају се као јединствени сигнал, центриран на таласној дужини која одговара максимуму спектралне густине снаге улазног сигнала. На овај начин се обезбеђује да се модел заснива на анализи густина фотона уместо њихових спектралних дистрибуција. Како спектралне зависности више нису од интереса, једначине путујућих таласа написане по сигналу и шуму могу бити груписане у јединствену једначину која истовремено укључује допринос спонтане и стимулисане емисије фотона. Ова једначина може бити изведена сумирањем (4.2) и (4.4), а затим интеграљењем по целом спектру, чиме се долази до

$$\pm \frac{dS_{\pm}}{dz} = \left[\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon(S_+ + S_-)} - \alpha_i \right] S_{\pm} + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}}, \quad (4.23)$$

где S_{\pm} сада означава укупну густину фотона сигнала и шума заједно, дату на

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

централној кружној учестаности сигнала ω_0 . Сви параметри који су зависни од концентрације носилаца и енергије фотона у (4.23), наиме, Γ , g , α_i , v_g и β_{sp} , сада се могу заменити одговарајућим нумеричким зависностима од n , одређеним на основу пуних зависности од енергије и концентрације носилаца, датим на сл. 3.1 и 3.4, интерполираним на енергији $\hbar\omega_0$. За параметре који не зависе значајно од n , попут Γ , v_g и β_{sp} , датих на сл. 3.4, може се користити константна вредност, интерполирана за средњу густину носилаца, n_{av} , између вредности приликом транспаренције, n_{tr} , и максималне дозвољене вредности, n_{max} , дате путем (4.19). Густина носилаца приликом транспаренције зависиће искључиво од материјалног појачања, а не од радних услова, док ће максимална дозвољена густина носилаца зависити од вредности струје поларизације. Како би била одабрана адекватна вредност за n_{av} , надаље коришћена за интерполацију параметара, корисно је одредити n_{max} за максималну дозвољену струју I_{max} . Уколико је граница ласеровања довољно далеко од уобичајених струја поларизације SOA, максимална вредност струје може се одредити као $I_{max} = J_{max}WL$, за површину попречног пресека активне области појачавача дефинисане његовом ширином W и дужином L , датим у Табели 4.1, где J_{max} означава максималну дозвољену густину струје поларизације за дугорочни стабилни рад уређаја, која је у опсегу од 25 до 35 kA/cm². Под наведеним условима, одабране вредности средње густине носилаца за балк и MQW SOA износе $n_{av} = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ и $n_{av} = 2.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, респективно. Интерполиране вредности Γ , v_g , β_{sp} и додатних параметара излистане су у Табели 4.2 за балк и MQW активну област, описане у Поглављу 3, на централној енергији сигнала од $\hbar\omega_0 = 0.8 \text{ eV}$.

Уколико се користи једноставан модел, посебно када је од интереса пронаћи аналитичко решење, показује се непрактичним коришћење пуних нумеричких зависности g и R_{sp} од n , сл. 3.1. Стога се нумерички резултати могу са високим степеном блискости приказати аналитичким функцијама, што даље поједностављује прорачун. Најчешћи избор за $g(n)$ јесте линеарна зависност $g(n) = \alpha(n - n_{tr})$, где α представља диференцијално појачање, а n_{tr} густину носилаца при транспаренцији [56, 108, 149]. Ова апроксимација оправдана је за ниске струје поларизације, које не дозвољавају значајан пораст густине носилаца. Међутим, још подеснији модел ослања се на дво-параметарску (g_0 , n_{tr}) логаритамску зависност [79], која оставља могућност сатурације појачања са порастом концентрације носилаца, $g(n) = g_0 \ln(n/n_{tr})$, где g_0 представља параметар фитовања материјалног појачања, док је n_{tr} густина носилаца при транспаренцији. Треба напоменути да, иако дво-параметарски логаритамски

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

Табела 4.2: Интерполиране вредности материјалних и геометријских параметара за балк и MQW активну област, описане у Поглављу 3, на централној енергији сигнала $\hbar\omega_0 = 0.8 \text{ eV}$ и за средње густине носилаца $n_{\text{av}} = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ за балк, и $n_{\text{av}} = 2.1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ за MQW. Све вредности дате су за TE поларизацију.

симбол	величина	балк	MQW
Γ [%]	оптички фактор конфинирања	30.44	21.62
v_g [m/s]	групна брзина	7.76×10^7	8.73×10^7
k_0 [m^{-1}]	таласни вектор	4.05×10^6	4.05×10^6
n_{r}	индекс преламања	3.660	3.597
Δn_{r}	варијација индекса преламања	0.071	7.44×10^{-4}
$n_{\text{eff},0}$	ефективни индекс преламања за $n = 0$	3.405	3.291
n_{eff}	ефективни индекс преламања	3.490	3.291
β_0 [m^{-1}]	константа простирања за $n = 0$	1.38×10^7	1.33×10^7
R_2	кофицијент рефлексије задње ивице	0.3258	0.3192
n_{sp}	фактор инверзије	1.035	1.055
β_{sp}	фактор спрезања спонтане емисије	1.842×10^{-5}	1.869×10^{-5}

модел обезбеђује задовољавајуће резултате, за зависности појачања од концентрација носилаца које су више линеарног карактера, попут оних присутних код балк активних области, може се применити и сложенији модел, који укључује додатни параметар, n_s . Овакав, тро-параметарски логаритамски модел, $g(n) = g_0 \ln[(n + n_s)/(n_{\text{tr}} + n_s)]$, онемогућава бесконачно негативно појачање за нулте густине носилаца, и у граничном случају када $n_s \rightarrow 0$ своди се на чисто логаритамски, док у случају $n_s \rightarrow \infty$ прелази у чисто линеарни модел [79]. У наставку ће бити коришћен дво-параметарски логаритамски модел, будући да се добро слаже са нумеричким резултатима.

Брзина радијативне спонтане рекомбинације најчешће се моделује квадратном функцијом [114, 152]. Иако ова функција описује нумеричку зависност прилично успешно, детаљнији модел укључује полином другог реда, $R_{\text{sp}}(n) = B_0 + B_1 n + B_2 n^2$, где су B_0 , B_1 и B_2 , параметри фитовања брзине спонтане емисије. У Табели 4.3 дате су вредности параметара фитовања на таласној дужини $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$ ($\hbar\omega_0 = 0.8 \text{ eV}$), за активне области засноване на ненапрегнутом масивном $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ полупроводнику, и MQW структури, која се састоји од шест спрегнутих 0.13% тензионо напрегнутих $\text{In}_{0.516}\text{Ga}_{0.484}\text{As}$ квантних јама, чије је напрезање компензовано $\text{In}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}_{0.3}\text{P}_{0.7}$ 0.26% компресионо напрегнутих баријерама.

Приликом стационарне анализе, сматра се да улазни сигнал не носи никакве информације утиснуте у своју амплитуду или фазу, те се једначина по фази,

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

Табела 4.3: Коефицијенти фитовања зависности $g(n)$ и $R_{\text{sp}}(n)$ за балк и MQW активне области, описане у Поглављу 3, на централној енергији сигнала $\hbar\omega_0 = 0.8 \text{ eV}$. Материјално појачање дато је дво-параметарском логаритамском функцијом n , док је брзина укупне спонтане емисије дата полиномом другог реда. (пар. фит. – параметар фитовања; спонт. ем. – спонтанa емисија)

симбол	величина	балк	MQW
$g_0 [\text{cm}^{-1}]$	пар. фит. материјалног појачања	742.182	669.205
$n_{\text{tr}} [\text{cm}^{-3}]$	n при транспаренцији	1.38×10^{18}	1.15×10^{18}
$B_0 [\text{cm}^{-3}/\text{s}]$	пар. фит. спонт. ем. (константни)	-8.375×10^{25}	-13.51×10^{25}
$B_1 [\text{s}^{-1}]$	пар. фит. спонт. ем. (линеарни)	1.344×10^8	1.975×10^8
$B_2 [\text{cm}^3/\text{s}]$	пар. фит. спонт. ем. (квадратни)	2.790×10^{-11}	2.146×10^{-11}

(4.3), може искључити из анализе, у циљу смањења сложености модела. Додатна чињеница која иде у прилог занемаривању фазне анализе јесте да ће дифузија носилаца избрисати просторну решетку у концентрацији носилаца која настаје као резултат интерференције између два контрапропагирајућа оптичка сигнала.

За све антирефлексионе ивице, занемарује се заостала рефлексивност, односно, изједначава се са нулом. Како је снага шума углавном по неколико редова величине мања од снаге сигнала, нулта рефлексивност омогућава да се приликом анализе TW-SOA посматра пропaгација само у позитивном смеру лонгитудиналне осе и један пролазак кроз активну област, док се уназад пропагирајући шум занемарује. Са друге стране, у случају RSOA, сигнал пролази кроз активну област два пута, унапред и уназад, као последица рефлексije на задњој ивици појачавача. На овај начин је елиминисана анализа вишеструких пролазака сигнала и шума кроз појачавач, те он не испољава резонаторско својство. Гранични услови за сигнал на предњој и задњој ивици SOA гласе $S_+(0) = S_0$ и $S_-(L) = R_2 S_+(L)$, где је S_0 густина фотона улазног сигнала. У зависности од типа појачавача, рефлексивност задње ивице може имати неку коначну вредност, као код RSOA, или може бити нула, за TW-SOA, чиме се у другом случају гранични услов своди на $S_-(L) = 0$.

Стационарна једначина написана по концентрацији носилаца може се извести на основу (4.1), (4.5) и (4.6), под претходно наведеним претпоставкама

$$\frac{I}{qV} - (An + R_{\text{sp}} + Cn^3) - \frac{v_g g(S_+ + S_-)}{1 + \varepsilon(S_+ + S_-)} = 0. \quad (4.24)$$

Претходна једначина може бити коришћена у датој форми за моделовање RSOA,

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

док се у случају TW-SOA додатно поједностављује занемаривањем шума који пропагира уназад и постављањем уназад пропагирајуће густине фотона на нула ($S_- = 0$). Систем спрегнутих једначина датих помоћу (4.23) и (4.24) не може бити решен аналитички без увођења додатних апроксимација везаних за просторну расподелу концентрације носилаца. Различите апроксимације захтевају различите аналитичке третмане и имплементацију, о чему ће бити дискусије у наставку.

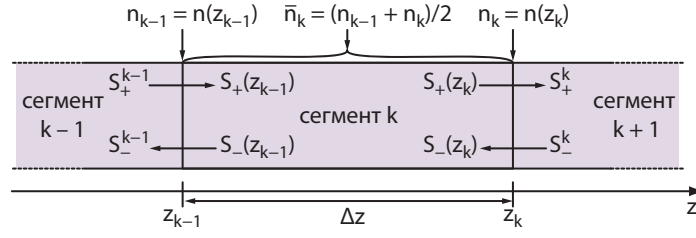
4.2.1 Основе полу-аналитичких модела

Полазна тачка при формирању полу-аналитичког модела јесте замена просторне расподеле концентрације носилаца $n(z)$ константном вредношћу, једнаком аритметичкој средини густина носилаца на ивицама појачавача, или на ивицама једног од његових сегмената, наиме $n(z) = \bar{n} = (n_0 + n_L)/2$. Вредности концентрација на ивицама сегмената могу се одредити решавањем брзинске једначине (4.24) у којој су густине фотона контрапропагирајућих сигнала изражене као функције константне густине носилаца \bar{n} . Другим речима, када се одреде аналитичке зависности $S_{\pm}(z, \bar{n}) = S_{\pm}(z, n_0, n_L)$, могу се заменити у (4.24) на обе ивице појачавача, наиме у $z = 0$ и $z = L$, што резултује системом од две спрегнуте трансцендентне једначине написане по n_0 и n_L . Разлика између поменутих две брзинске једначине потиче од члана који описује спонтану рекомбинацију, $An + R_{\text{sp}}(n) + Cn^3$, као и материјалног појачања $g(n)$, који у $z = 0$ зависе од n_0 , док у $z = L$ зависе од n_L , као и густина фотона сигнала које су у првом случају дате као $S_{\pm}(0, n_0, n_L)$, док су у другом $S_{\pm}(L, n_0, n_L)$. Решавање овог система даје нумеричку вредност \bar{n} која се затим уводи у аналитичке зависности $S_{\pm}(z, \bar{n})$, те може бити одређена просторна зависност контрапропагирајућих густина фотона, и последично њихове вредности на улазу и излазу из појачавача.

Исти метод може се применити и на сегмент SOA, дужине $\Delta z = L/p$, приказан на сл. 4.10, где p представља број анализираних сегмената, чиме се просторна расподела густине носилаца заправо моделује део-по-део константном функцијом. Предност овог приступа у односу на ТММ јесте избор вредности густине носилаца у k -том сегменту, \bar{n}_k , као аритметичке средине густина носилаца на ивицама сегмената, $\bar{n}_k = (n_{k-1} + n_k)/2$, где је $n_k = n(z_k) = n(k\Delta z)$, чиме се обезбеђује већи степен тачности за мањи број сегмената, у поређењу са одабиром густине носилаца на ивицама сегмената.

Претпостављајући да је густина носилаца на k -том сегменту, \bar{n}_k , позната, у случају RSOA, (4.23) мора бити решена аналитички у оба смера пропације,

4.2. Стационарни полу-аналитички модел



Слика 4.10: Шематски приказ k -тог сегмента у подељеном SOA са означеним свим релевантним густинама носилаца и фотона.

са почетним условима наметнутим густинама фотона које улазе у k -ти сегмент, које могу бити одређене решавањем (4.23) на $(k-1)$ -ом сегменту за пропацију унапред, односно $(k+1)$ -ом за пропацију уназад. Међутим, (4.23) не може бити аналитички решена за RSOA без увођења додатних апроксимација, услед нелинеарног спрежања S_+ и S_- када је $\varepsilon \neq 0$. У случају TW-SOA, постоји само сигнал који пропацира унапред, S_+ , те је могуће одредити аналитичко решење (4.23) на основу познатих почетних услова на сваком од сегмената дуж TW-SOA.

4.2.2 Приближна решења за контрапропацирајуће сигнале и имплементација алгорита

Како би просторне расподеле контрапропацирајућих густина фотона, S_+ и S_- , биле одређене за RSOA, систем (4.23) мора бити распрегнут, што се може постићи на два начина.

Модел #1: Занемарено нелинеарно потискивање појачања

Најпре, нелинеарно потискивање појачања може бити занемарено, одабиром $\varepsilon = 0$, што резултује линеарним системом диференцијалних једначина написаних по S_+ и S_-

$$\pm \frac{dS_{\pm}}{dz} = (\Gamma g - \alpha_i) S_{\pm} + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{sp} R_{sp}. \quad (4.25)$$

Наведена претпоставка умногоме поједностављује систем, и, за струје поларизације и оптичке снаге улазних сигнала које нису превише високе, не деградира значајно тачност модела. Решење (4.25) за сваки сегмент може се одредити у затвореном аналитичком облику, који одговара матричном облику (2.61) коришћеном у опису шума у ТММ

$$S_+^k = S_+^{k-1} G_k + \sigma_{sp}^k (G_k - 1) / \ln G_k, \quad (4.26a)$$

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

$$S_-^{k-1} = S_-^k G_k + \sigma_{\text{sp}}^k (G_k - 1) / \ln G_k, \quad (4.26b)$$

где су

$$G_k = G(\bar{n}_k) = \exp \{ [\Gamma g(\bar{n}_k) - \alpha_i(\bar{n}_k)] \Delta z \}, \quad (4.27)$$

$$\sigma_{\text{sp}}^k = \sigma_{\text{sp}}(\bar{n}_k) = \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}}(\bar{n}_k) \Delta z, \quad (4.28)$$

трансмисионо појачање и допринос шума спонтане емисије, респективно, током једног проласка сигнала кроз k -ти сегмент. Услед надовезивања сегмената, излазна густина фотона $(k-1)$ -ог сегмента, $S_+^{k-1} = S_+(z_{k-1})$, представља улазну густину фотона за k -ти сегмент при простирању унапред, док у случају простирања уназад, излазна густина фотона $(k+1)$ -ог сегмента, $S_-^k = S_-(z_k)$, истовремено је и улазна густина фотона k -тог сегмента, као што је приказано на сл. 4.10. Поменуто надовезивање, заједно са системом (4.26), имплицира да је могуће користити рекурзивни алгоритам при одређивању густина фотона на ивицама сегмената. Основни случајеви у рекурзивној методи за пропацију унапред, односно уназад, дефинисани су граничним условима на предњој ($k=1$), односно задњој ($k=p$) ивици, респективно, $S_+^0 = S_0$ и $S_-^p = R_2 S_+^p$. Густина фотона унапред пропацирајућег сигнала који напушта k -ти сегмент зависиће од густина носилаца на свим претходним сегментима, $S_+^k = S_+(z_k, \bar{n}_1, \dots, \bar{n}_k) = S_+(z_k, n_0, \dots, n_k)$, док ће у случају пропације уназад сигнал зависити од густина носилаца на свим сегментима дуж појачавача, $S_-^k = S_-(z_k, \bar{n}_1, \dots, \bar{n}_p) = S_-(z_k, n_0, \dots, n_p)$, што је условљено граничним условом на задњој ивици, а који подразумева рефлексију $S_+^p = S_+(z_p, n_0, \dots, n_p)$. Добијени аналитички изрази сада могу бити враћени у брзинску једначину по носиоцима (4.24) на свакој од ивица сегмената, лоцираним у z_k

$$f_k = 0 = \frac{I}{qV} - [An_k + R_{\text{sp}}(n_k) + Cn_k^3] - v_g g(n_k) [S_+(z_k, n_0, \dots, n_k) + S_-(z_k, n_0, \dots, n_p)], \quad (4.29)$$

што резултује системом од $p+1$ спрегнуте трансцендентне једначине, од којих су све зависне од свих $p+1$ концентрација носилаца, од n_0 до n_p . Наведени систем није могуће решити аналитички, те мора бити примењена нумеричка процедура.

Један од могућих приступа јесте коришћење нумерички потпомогнуте Гаусове методе елиминације променљивих (енг. *Numerically Assisted Gaussian Elimination Method*, NAGEM) [113] уз итеративно сужавање опсега на ком се

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

решења очекују, при чему се, током једног итеративног корака, сужавање опсега у ком се очекује n_k спроводи истовремено за свако k , од 0 до p . Почетни опсег у ком се променљиве траже исти је за концентрације на свим границама сегмената и ограничен је густином носилаца при транспаренцији, n_{tr} , и максималном могућом концентрацијом носилаца, n_{max} , диктираном струјом поларизације и датом путем (4.19). У сваком итеративном кораку, опсег за свако n_k смањује се на четвртину опсега из претходног итеративног корака, тако да и даље укључује решење система n_k , алгоритмом који ће бити описан у наставку. Након предефинисаног броја итеративних корака, вредности n_k могу бити одређене евалуацијом RHS система (4.29) на суженом опсегу концентрација, чиме се добијају функције $f_k(n)$, које се даље интерполирају у потрази за n_k које ће задовољити $f_k(n_k) = 0$, односно дати вредност са LHS система (4.29). Најчешће је четири итеративна корака довољно да грешка која потиче од занемаривања нелинеарног потискивања појачања буде већа од грешке која је последица итеративног поступка.

За објашњење NAGEM алгоритма, погодно је поћи од најједноставнијег случаја, са само једним сегментом дуж SOA, односно, $p = 1$. У том случају, систем (4.29) своди се на две спрегнуте трансцендентне једначине, написане по густинама носилаца на предњој, односно задњој ивици SOA, n_0 и n_1

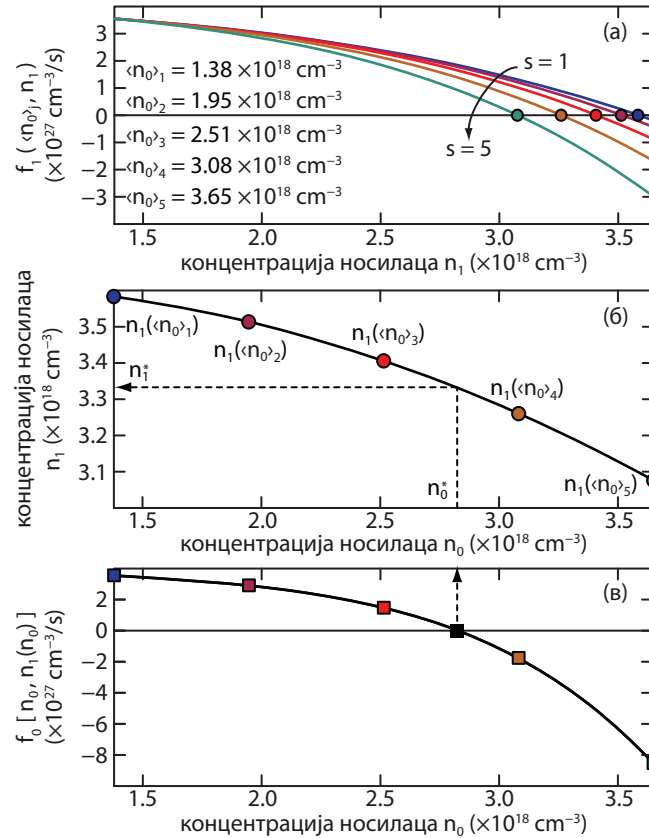
$$f_0 = 0 = \frac{I}{qV} - [An_0 + R_{sp}(n_0) + Cn_0^3] - v_g g(n_0) [S_0 + S_-(0, n_0, n_1)] , \quad (4.30a)$$

$$f_1 = 0 = \frac{I}{qV} - [An_1 + R_{sp}(n_1) + Cn_1^3] - v_g g(n_1) [S_+(L, n_0, n_1) + S_-(L, n_0, n_1)] . \quad (4.30b)$$

Другим речима, полази се од анализе случаја када је просторна расподела густине носилаца апроксимирана константном функцијом на јединственом сегменту дужине L , и износи $\bar{n}_1 = (n_0 + n_1)/2$. Скица итеративног корака NAGEM алгоритма са међурезултатима за случај са једним сегментом дуж SOA ($p = 1$) дата је на сл. 4.11. Зарад боље разумљивости алгоритма, у наредним пасусима, опсези на којима се променљиве траже означени су као n_k , док су нуле функција f_k означене као n_k^* .

Систем дат помоћу (4.30) не оставља могућност изражавања једне променљиве, примера ради n_1 , у функцији друге, n_0 , у затвореном аналитичком облику, те није могуће применити класични метод Гаусове елиминације променљивих. Међутим, служећи се нумеричким методама, могуће је пронаћи зависност $n_1(n_0)$, а затим применити метод смене променљивих. Како би нумеричка процедура била имплементирана, дефинишу се два скупа вредности

4.2. Стационарни полу-аналитички модел



Слика 4.11: Први итеративни корак у NAGEM процедури за анализу балк RSOA при $p = 1$ за $\varepsilon = 0$, у случају струје поларизације $I = 90 \text{ mA}$, и оптичке снаге улазног сигнала $P_0 = -5 \text{ dBm}$. Слика приказује кораке при решавању система (4.29) у односу на густине носилаца на ивицама уређаја, n_0 и n_1 . (а) Скуп s функција $f_1(\langle n_0 \rangle_j, n_1)$ у зависности од n_1 за свако $\langle n_0 \rangle_j$, и одговарајућих нула функција. (б) Зависност n_1 од независне променљиве n_0 са две нуле система (4.29), n_0^* и n_1^* . (в) Зависност $f_0[n_0, n_1(n_0)]$ од n_0 , и одговарајућа нула функције n_0^* .

за густине носилаца, $\langle n_0 \rangle$ и $\langle n_1 \rangle$, по један за сваку ивицу. У првом кораку, оба скупа су идентична и ограничена са n_{tr} и n_{max} , као што је раније описано. Сваки скуп садржи $s \geq 3$ еквидистантних вредности концентрација носилаца, где је у алгоритму приказаном на сл. 4.11 одабрано $s = 5$. Већи број тачака обезбеђује бољу процену резултата у оквиру једног итеративног корака по цену времена трајања корака. Додатни проблем који се може јавити приликом одабира велике вредности s јесте погрешна процена опсега у ком се променљива тражи током наредног итеративног корака, што постаје још израженије како се број сегмената p повећава. Са друге стране, мало s захтева већи број итеративних корака како би се опсег на ком се променљива тражи смањило довољно да интерполација у последњем кораку даје задовољавајуће резултате. Описани

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

поступак може се подвести под уопштени облик алгоритма „подели па владај“, који се заснива на рекурзији са вишеструким гранањем.

На основу (4.30b) формира се скуп s функција $f_1(\langle n_0 \rangle_j, n_1)$, од којих свака одговара једној вредности $\langle n_0 \rangle_j$ из скупа $\langle n_0 \rangle$, сл. 4.11 (а). За сваку од s једначина, нумерички се тражи решење n_1 , што резултује скупом вредности n_1 , од којих свака одговара једном елементу из скупа $\langle n_0 \rangle$, сл. 4.11 (б). На овај начин, формирана је табеларна зависност једне од две променљиве (n_1) у функцији друге (n_0), након чега се интерполацијом може одредити $n_1(n_0)$, што даље омогућава смену променљивих. Сада се у (4.30а) уводи зависност $n_1(n_0)$, што резултује функцијом $f_0[n_0, n_1(n_0)]$, написаном по јединој преосталој независној променљивој n_0 . Једначина $f_0[n_0, n_1(n_0)] = 0$ решава се по n_0 , чиме се одређује једна нула система, n_0^* . На основу познате зависности $n_1(n_0)$, одређује се и преостала нула система, n_1^* , која одговара n_0^* , чиме се формира пар привремених, апроксимативних решења. Уколико је број елемената скупова довољно мали, свака од две нуле изведене на овај начин налази се између две суседне тачке од s тачака у одговарајућим, претходно дефинисаним скуповима $\langle n_0 \rangle$ и $\langle n_1 \rangle$, респективно, при чему ће се у тим опсезима налазити и тачна решења система. На овај начин се отвара могућност покретања поновљеног итеративног корака са смањеним опсегом сваког скупа на $1/(s-1)$ његове претходне ширине, чиме се израчунате нуле приближавају тачним вредностима. Горње и доње границе нових скупова бирају се као вредности из скупа из текућег итеративног корака, које су суседне и између којих се налазе претходно одређене нуле n_0^* и n_1^* . За разлику од почетних скупова вредности, нови се могу међусобно разликовати.

Сличан приступ може се применити и на уопштени модел са $p > 1$ сегмената, описан системом (4.29). Полазећи од $(p+1)$ -ог скупа концентрација носилаца $\langle n_k \rangle$, од којих сваки садржи s еквидистантних вредности ограничених помоћу n_{tr} и n_{max} , формира се скуп s^p функција $f_p(\langle n_k \rangle_j, \dots, n_p)$ написаних по n_p , у којима се преосталих p концентрација носилаца, од n_0 до n_{p-1} , узимају као константни параметри. Свака од s^p функција одговара јединственом скупу константних параметара, који је елемент скупа варијација са понављањем од s елемената класе p . Другим речима, свака функција f_p зависи од уређеног скупа p параметара n_k , где k иде од 0 до $p-1$, од којих сваки може узети било коју од s дозвољених вредности $\langle n_k \rangle_j$, где j иде од 1 до s . Свака од s^p једначина $f_p(\langle n_k \rangle_j, \dots, n_p) = 0$ нумерички се решава по n_p , доводећи до скупа вредности n_p од којих свака одговара једној варијацији. Након p -димензионе интерполације, може се одредити зависност $n_p(n_0, \dots, n_{p-1})$ и тиме смањити број непознатих променљивих за један. Поступак се сукцесивно понавља, бирањем

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

једне по једне преостале једначине из система (4.29), уз замену већ изражених концентрација носилаца у функцији непознатих. На тај начин смањује се број непознатих и димензија проблема. Коначно, као у моделу са $p = 1$, долази се до последње једначине $f_0(n_0) = 0$, написане по јединој преосталој независној променљивој n_0 , на основу које се налази нула n_0^* . Имајући одређену једну нулу, могуће је вратити се уназад ка познатим зависностима $n_k(n_0)$, и одредити преостале нуле n_k^* за свако k од 1 до p . Слично као у поједностављеном примеру модела ($p = 1$), нови итеративни корак започиње истовременим сужавањем опсега сваког скупа $\langle n_k \rangle$ на раније описан начин. У поређењу са $p = 1$, време извршавања алгорита повећава се приближно за фактор [113]

$$(s^{p+1} - 1)/(s^2 - 1) \approx s^{p-1}. \quad (4.31)$$

Стога број сегмената на који се SOA дели, p , треба пажљиво бирати како би се постигла равнотежа између тачности и брзине рада NAGEM алгорита.

Имајући вредности концентрација носилаца на ивицама свих сегмената, могуће је одредити приближне просторне расподеле густина фотона, као и њихове вредности у z_k на основу (4.26), а затим и трансмисионо појачање SOA. Како се у овом моделу сигнал и шум анализирају помоћу јединствене густине фотона кроз (4.25), односно у општем случају кроз (4.23), трансмисионо појачање биће дефинисано као однос излазне снаге сигнала заједно са укупним ASE шумом, и улазне снаге сигнала. Оваква дефиниција имплицира да ће у граничном случају нултог сигнала на улазу, трансмисионо појачање тежити бесконачности услед дељења са нулом.

Модел #2: Константна контрапропагирајућа густина фотона

Још један приступ који се може користити у распрезању (4.23) према $S_{\pm}(z, n)$ јесте да се контрапропагирајућа густина фотона претпостави као просторно независна, односно $S_{\mp}(z, n) \approx S_{\mp}^{\text{cst}}(n)$. За разлику од густине носилаца, која не варира значајно кроз активну област, густине фотона трпе експоненцијално појачање или слабљење током простирања од једне до друге ивице појачавача, те је уместо аритметичке, погодније користити геометријску средину вредности на ивицама, $S_{\mp}^{\text{cst},k}(n) = \sqrt{S_{\mp}^{k-1}(n)S_{\mp}^k(n)}$. Члан $1 + \varepsilon(S_+ + S_-)$ у (4.23), који је одговоран за спрезање, може бити замењен са $1 + \varepsilon(S_{\pm} + S_{\mp}^{\text{cst}})$, односно, у општем облику, збиром просторно независне и просторно зависне функције, $\theta_{\pm} + \varepsilon S_{\pm}$, где је $\theta_{\pm} = 1 + \varepsilon S_{\mp}^{\text{cst}}$. У случају TW-SOA, не постоји пропација

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

уназад, те се θ_- не анализира, а $\theta_+ = 1$. Једначина (4.23) сада гласи

$$\pm \frac{dS_{\pm}}{dz} = \left(\frac{\Gamma g}{\theta_{\pm} + \varepsilon S_{\pm}} - \alpha_i \right) S_{\pm} + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}}, \quad (4.32)$$

а њено решење за k -ти сегмент може бити изражено у имплицитном облику трансцендентне једначине

$$2\alpha_i^k \Delta z = \left(\frac{1}{T_{\pm}^k} - 1 \right) \ln \left| \frac{\theta_{\pm}^k + \varepsilon S_{\pm}^{\text{out},k} - (1 - T_{\pm}^k)/\mu_{\pm}^k}{\theta_{\pm}^k + \varepsilon S_{\pm}^{\text{in},k} - (1 - T_{\pm}^k)/\mu_{\pm}^k} \right| - \left(\frac{1}{T_{\pm}^k} + 1 \right) \ln \left| \frac{\theta_{\pm}^k + \varepsilon S_{\pm}^{\text{out},k} - (1 + T_{\pm}^k)/\mu_{\pm}^k}{\theta_{\pm}^k + \varepsilon S_{\pm}^{\text{in},k} - (1 + T_{\pm}^k)/\mu_{\pm}^k} \right|, \quad (4.33)$$

где су помоћни параметри μ_{\pm}^k и T_{\pm}^k дефинисани као

$$\mu_{\pm}^k = \frac{2\alpha_i^k}{\Gamma g_k + \alpha_i^k \theta_{\pm}^k + \varepsilon \Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}}^k / (2v_g)}, \quad (4.34)$$

$$(T_{\pm}^k)^2 = 1 - (\mu_{\pm}^k)^2 \Gamma g_k \theta_{\pm}^k / \alpha_i^k. \quad (4.35)$$

У (4.33), $S_{\pm}^{\text{in},k}$ и $S_{\pm}^{\text{out},k}$ означавају улазне и излазне густине фотона у, односно из k -тог сегмента, респективно. За простирање унапред, $S_+^{\text{in},k} = S_+^{k-1}$ и $S_+^{\text{out},k} = S_+^k$, док је у случају простирања уназад, $S_-^{\text{in},k} = S_-^k$ и $S_-^{\text{out},k} = S_-^{k-1}$, према сл. 4.10. Једначина (4.33) решава се за $S_{\pm}^{\text{out},k}$ рекурзивно, служећи се претходно одређеним $S_{\pm}^{\text{in},k}$, са основним случајевима рекурзивне методе дефинисаним граничним условима у сегментима $k = 1$ и $k = p$, за простирање унапред, односно уназад, респективно. Слично као у моделу #1, где је нелинеарно потискивање појачања занемарено, решења (4.33) зависеће или од густина носилаца у свим претходним сегментима, за пропацију унапред, $S_+^{\text{out},k} = S_+(z_k, \bar{n}_1, \dots, \bar{n}_k) = S_+(z_k, n_0, \dots, n_k)$, или од свих концентрација носилаца дуж појачавача, у случају пропације уназад $S_-^{\text{out},k} = S_-(z_{k-1}, \bar{n}_1, \dots, \bar{n}_p) = S_-(z_{k-1}, n_0, \dots, n_p)$. Заменом претходне две зависности у брзинску једначину по густинама носилаца (4.24) на свакој од граница сегмената, z_k , долази се до система од $p+1$ спрегнуте трансцендентне једначине

$$f_k = 0 = \frac{I}{qV} - \left[An_k + R_{\text{sp}}(n_k) + Cn_k^3 \right] - \frac{v_g g(n_k) [S_+(z_k, n_0, \dots, n_k) + S_-(z_k, n_0, \dots, n_p)]}{1 + \varepsilon [S_+(z_k, n_0, \dots, n_k) + S_-(z_k, n_0, \dots, n_p)]}. \quad (4.36)$$

За разлику од модела #1, где су зависности густина фотона од n_k биле дате у затвореном аналитичком облику, сада су решења дата у имплицитном

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

облику (4.33) који захтева примену нумеричких метода. Додатно, како би нека од нумеричких метода за решавање трансцендентне једначине могла бити примењена, неопходно је познавати густине носилаца на свим сегментима. Стога је потребно применити самосагласни поступак приликом решавања система датог помоћу (4.33) и (4.36), и то тако да се он састоји од два одвојена корака. Најпре, одређују се IGV за густине носилаца и фотона на свим границама сегмената, служећи се поједностављеним моделом #1 у ком је $\varepsilon = 0$. Затим се користи итеративна процедура, где се густине носилаца и фотона наизменично израчунавају, при чему се у сваком итеративном кораку врши ажурирање густине носилаца на основу вредности из текућег и претходног итеративног корака, док се не достигне наметнута толеранција. Максимална релативна грешка између два узастопна итеративна корака, δ , израчунава се као максимална релативна грешка свих променљивих које се контролишу, на свим границама сегмената, наиме $\delta = \max\{\delta(n_k), \delta(S_+^k), \delta(S_-^k)\}$, док је за толеранцију одабрана вредност $\delta_{\max} = 10^{-6}$. Ажурирање n_k спроводи се уз помоћ скупа тежинских коефицијената који у збиру дају један, а који пондеришу вредности из текућег и претходног итеративног корака, $\{w_i, w_{i-1}\} = \{0.1, 0.9\}$, као у (4.17). Тежински коефицијенти одабрани су тако да обезбеђују равнотежу између стабилности и брзине конвергенције, и најчешће није потребно више од 100 итеративних корака како би се дошло до самосагласног решења. Треба напоменути да, услед природе алгорита, систем (4.36) није спрегнут, будући да су густине фотона $S_+(z_k, n_0, \dots, n_k)$ и $S_-(z_k, n_0, \dots, n_p)$ одређене на основу концентрација носилаца из претходног итеративног корака, те се могу сматрати параметрима. Другим речима, променљива n_k из текућег итеративног корака фигурише само у члановима (4.36) који описују спонтану рекомбинацију и материјално појачање.

4.2.3 Поређење са самосагласним нумеричким моделом

У наставку је приказано поређење резултата полу-аналитичких модела #1 и #2 са резултатима добијеним применом поједностављеног самосагласног нумеричког метода, описаног у Поглављу 4.1, где се уместо спектралних густина фотона сигнала и шума, посматрају њихове густине на централној енергији сигнала. Додатно, дужине активних области износе $L = 500 \mu\text{m}$, док су остали параметри дати у Табелама 4.1, 4.2 и 4.3. Показује се да је време извршавања алгорита значајно мање код полу-аналитичких модела, у поређењу са SCNM, док је тачност резултата у класи са SCNM, иако конкретне вредности времена извршавања и одступања резултата зависе од броја сегмената и сложености полу-аналитичког модела. Табела 4.4 приказује односе између времена извр-

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

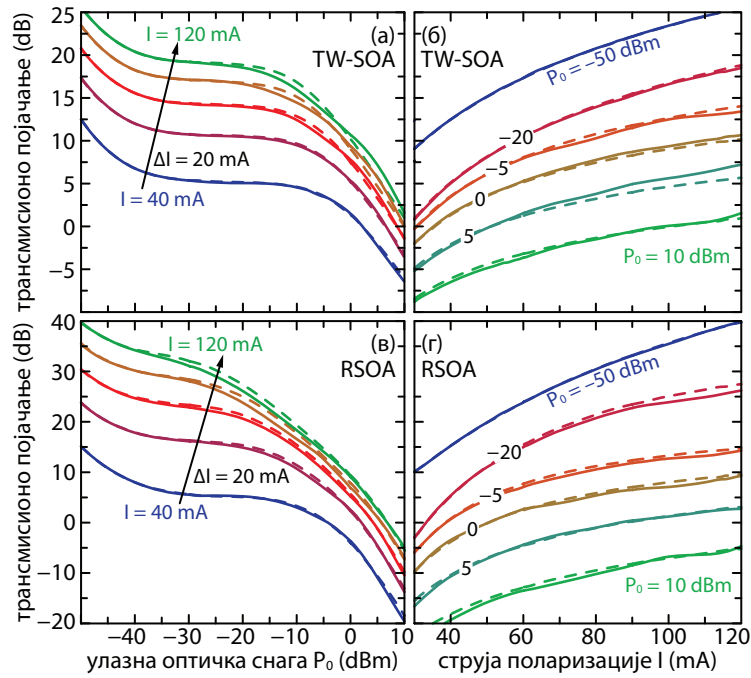
Табела 4.4: Однос времена извршавања алгоритама за нумерички и полу-аналитичке моделе.

	модел #1			модел #2		
	$p = 1$	$p = 2$	$p = 3$	$p = 1$	$p = 2$	$p = 3$
TW-SOA	261	56	12	116	38	11
RSOA	303	66	15	89	34	11

шавања алгорита за нумерички и различите полу-аналитичке моделе. Када се цела активна област посматра као један сегмент ($p = 1$), полу-аналитички модел обезбеђује резултате за два реда величине брже у поређењу са SCNM, за оба типа појачавача. Повећањем броја сегмената повећава се тачност на рачун брзине извршавања алгорита, те за $p = 3$ однос времена опада на приближно 10, како у случају када је $\varepsilon = 0$ (модел #1), тако и када се нелинеарно потискивање појачања не занемарује, $\varepsilon \neq 0$ (модел #2). Из Табеле 4.4 може се уочити да сваки додатни сегмент у моделу #1 продужава време симулације приближно 4.5 пута, што је нешто мање него што предвиђа (4.31) – приближно $s = 5$ пута. Модел #2 укључује модел #1 као први корак нумеричке процедуре, што доводи до већег времена извршавања алгорита за произвољно p , за оба типа појачавача. Међутим, како други корак у нумеричкој процедури модела #2 мање доприноси укупном времену извршавања услед споријег пораста са бројем сегмената, за p које је довољно велико, примера ради $p > 3$, фактор пораста укупног времена извршавања алгорита са инкременталном променом p асимптотски се приближава фактору који одговара моделу #1. Користећи модел #2, трансмисионо појачање SOA може се одредити у просеку за $\{0.50, 1.53, 5.47\}$ секунди за TW-SOA, односно $\{0.82, 2.15, 6.54\}$ секунди у случају RSOA за $p = \{1, 2, 3\}$ сегмената, респективно.

Трансмисионо појачање SOA у зависности од струје поларизације и оптичке снаге улазног сигнала за TW- и RSOA дато је на сл. 4.12, при чему је појачање дефинисано као однос укупне снаге на излазу из SOA, укључујући појачани улазни сигнал и ASE шум на свим фреквенцијама, и снаге улазног сигнала. Појачање према строгој дефиницији, која у обзир узима само допринос ASE шума у опсегу фреквенција улазног сигнала, могуће је приближно одредити занемаривањем чланова зависних од $R_{sp}(n)$ у (4.26) и (4.33). Са сл. 4.12, може се видети да модел #1 обезбеђује резултате који су врло блиски онима одређеним помоћу нумеричког модела, чак и када се сегментација SOA не спроводи ($p = 1$), при чему је и нелинеарно потискивање појачања искључено из анализе ($\varepsilon = 0$), чиме се потврђује да типичне снаге улазних сигнала нису довољне да покрену

4.2. Стационарни полу-аналитички модел



Слика 4.12: Трансмисионо појачање балк SOA у зависности од (а), (в) оптичке снаге улазног сигнала P_0 , и (б), (г) струје поларизације I , за (а), (б) TW-SOA, и (в), (г) RSOA. Пуне линије означавају аналитичко решење модела #1 за $p = 1$ (најједноставнији модел), док испрекидане означавају нумеричко решење.

Табела 4.5: Максимално апсолутно одступање трансмисионог појачања $\Delta G(\text{dB})$ између полу-аналитичких и нумеричког модела.

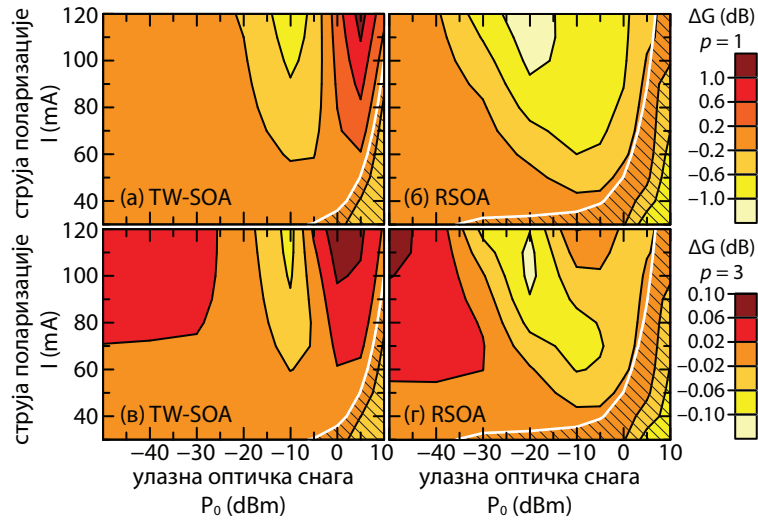
	модел #1			модел #2		
	$p = 1$	$p = 2$	$p = 3$	$p = 1$	$p = 2$	$p = 3$
TW-SOA	1.5805	0.4455	0.2357	1.1727	0.2249	0.0883
RSOA	1.5112	0.4946	0.3933	1.2572	0.2964	0.1108

механизам нелинеарног потискивања појачања.

Тачност полу-аналитичких модела оцењује се кроз одступање аналитички одређеног трансмисионог појачања, у односу на оно одређено нумеричким моделом, ΔG . Подела SOA на неколико сегмената смањује ΔG приближно за ред величине, као што се може видети из Табеле 4.5. Поред тога, модел #2, са укљученим нелинеарним потискивањем појачања, испољава мању грешку у пооређењу са поједностављеним моделом #1, у ком је $\varepsilon = 0$, за исти број сегмената, од $p = 1$ до $p = 3$. Даље повећање броја сегмената обезбеђује већу тачност, и, у граничном случају, приближава се тачности нумеричког алгорита.

Одступање ΔG произилази од утицаја који апроксимација просторне расподеле носилаца наелектрисања, $n(z)$, константном или део-по-део константном

4.2. Стационарни полу-аналитички модел



Слика 4.13: Одступање ΔG (дато у dB) између појачања израчунатог полу-аналитичким моделом #2 за (а), (б) један сегмент, $p = 1$, и (в), (г) три сегмента, $p = 3$, и појачања израчунатог нумеричким моделом, у зависности од оптичке снаге улазног сигнала P_0 , и струје поларизације I , за (а), (в) TW-SOA, и (б), (г) RSOA. Негативно одступање приказано је светлијим, а позитивно тамнијим нијансама. Одступање у случају $p = 1$ и $p = 3$ разликује се за ред величине. Шрафирани домени одговарају областима где је појачање мање од 0 dB.

функцијом, има на просторну расподелу густине фотона, $S_{\pm}(z)$. На основу (4.23), може се уочити да је густина фотона пропорционална интегралу параметара зависних од концентрације носилаца по целој дужини појачавача, што имплицира да потцењивање или прецењивање густине носилаца на највећем делу дужине SOA доводи до акумулације грешке. Стога нагле промене у расподели $n(z)$ близу ивица SOA могу довести до приметног пораста одступања ΔG .

Уколико је улазни сигнал ниске снаге ($P_0 < -20$ dBm за TW-, односно $P_0 < -30$ dBm за RSOA), без обзира на примењену струју поларизације, појачање SOA неће бити довољно да доведе до високе снаге сигнала на излазу који би проузроковао значајно осиромашење носилаца уз излазну ивицу појачавача, као што се може видети са сл. 4.4 (а) и (г). Стога се може очекивати да одступање буде врло мало, што сл. 4.13 и потврђује. Како RSOA испољава веће појачање услед двоструког проласка сигнала кроз активну област појачавача, одступање полу-аналитичког од нумеричког модела биће приметно за мање снаге упадног сигнала P_0 него у случају TW-SOA, што се може видети са сл. 4.13 (б) и (г). Ако се снаге приближавају умереним вредностима ($P_0 < 0$ dBm), а струја држи довољно високом ($I > 60$ mA), тако да обезбеђује значајно трансмисионо

4.2. Стационарни полу-аналитички модел

појачање (изнад 10 dB), носиоци бивају доминантно осиромашени уз излазну ивицу, доводећи до асиметричне расподеле $n(z)$, као на сл. 4.4 (а) и (г), што доводи до пораста одступања ΔG по апсолутној вредности.

Када се настави са повећањем снага улазног сигнала, приближно $0 \text{ dBm} < P_0 < 10 \text{ dBm}$, у зависности од типа SOA и струје поларизације, трансмисионо појачање опада испод 0 dB, што је приказано белом контурном линијом на сл. 4.13 и шрафираном облашћу негативног појачања. На контури која означава $G = 0 \text{ dB}$ нема појачања нити слабљења. Другим речима, густина фотона унапред и уназад пропагирајућих сигнала трпи занемарљиве промене дуж појачавача што доводи до тога да тачна расподела $n(z)$ не одступа значајно од своје просторно независне апроксимације, \bar{n} , па и одступање појачања ΔG није изражено у уском појасу око контурне линије $G = 0 \text{ dB}$ на сл. 4.13. Даље повећање снаге P_0 , изнад 10 dBm, доводи до значајног слабљења сигнала и асиметричног осиромашења носилаца доминантно уз улазну ивицу SOA, сл. 4.4 (а) и (г). Слично као и у случају умерених снага, асиметрија присутна у $n(z)$ доводи до пораста ΔG .

Једно од могућих решења, које би обезбедило да се ублажи проблем који потиче од наглих промена густина носилаца дуж појачавача, јесте његова нехомогена сегментација, где би сегменти краће дужине покривали области са наглим променама $n(z)$. На овај начин би одступање ΔG могло бити смањено тако што би просторно независна апроксимација густине носилаца прецењивала, односно потцењивала тачну расподелу на значајно краћим деловима дуж SOA и тиме довела до мање акумулације грешке.

Поглавље 5

Динамичка анализа SOA

У наставку овог Поглавља биће изведени и имплементирани модели појачавача прилагођени динамичком режиму рада, на основу општих теоријских модела изложених у Поглављу 2, а који су засновани на активним областима анализираним у Поглављу 3. Најпре ће, у Поглављу 5.1, бити изложен нумерички пропагациони модел, намењен анализи појачавача на чији се улаз доводи оптички сигнал произвољног временског облика, а који се може модулисати произвољним типом модулационог струјног сигнала. Затим ће, у Поглављу 5.2, бити развијен детаљни нумерички модел за анализу модулационог одзива и пропусног опсега појачавача услед модулације малим сигнаlima. Коначно, у Поглављу 5.3, биће изложен поједностављен аналитички модел за одређивање пропусног опсега појачавача у режиму транспаренције. Након дискусије о моделима и њиховој имплементацији, приступиће се анализи резултата и дискусији.

5.1 Динамички пропагациони модел

Динамичка анализа појачавача у време-простор-спектар (3D) домену показује се као врло захтевна у погледу заузећа рачунарских ресурса. Када улазни оптички сигнал садржи само један канал, који је при томе спектрално узак, често се врши поједностављивање модела тако да се уместо спектралних густина фотона сигнала и шума, посматрају само њихове густине фотона, чиме се проблем своди на 2D (време-простор).

Слично као у Поглављу 4.2, материјално појачање и брзина спонтане емисије могу се апроксимирати дво-параметарском логаритамском функцијом, односно полиномом другог степена, респективно, $g(n) = g_0 \ln(n/n_{tr})$ и $R_{sp} = B_0 + B_1 n + B_2 n^2$, са коефицијентима фитовања датим у Табели 4.3 за активну област од масивног полупроводника и MQW, на централној таласној ду-

5.1. Динамички пропациони модел

жини сигнала $\lambda_0 = 1.55 \mu\text{m}$. Сви остали параметри, који зависе од енергије фотона и густине носилаца, могу бити замењени одговарајућим функцијама концентрације носилаца, типично датим у форми полинома, или, чешће, константним вредностима датим у Табели 4.2, интерполираним на енергији фотона $\hbar\omega_0 = 0.8 \text{ eV}$ и средњим очекиваним концентрацијама носилаца n_{av} , чије вредности зависе од типа активне области и примењене струје поларизације. Под наведеним претпоставкама, еволуција сигнала може бити описана једначином сличном (2.10), уз додато нелинеарно потискивање појачања

$$\pm \frac{\partial S_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{\pm}}{\partial t} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} - \alpha_i \right) S_{\pm}. \quad (5.1)$$

Еволуција фазе сигнала за оба смера простирања дата је помоћу (2.39)

$$\pm \frac{\partial \varphi_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial \varphi_{\pm}}{\partial t} = \frac{k_0 \Gamma \Delta n_r}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}}. \quad (5.2)$$

ASE шум се описује одвојеном једначином, сличног облика као (5.1), уз додатни члан који описује допринос брзине спонтане емисије

$$\pm \frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_{\pm}}{\partial t} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} - \alpha_i \right) A_{\pm} + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{\text{sp}} R_{\text{sp}}. \quad (5.3)$$

Треба напоменути да се коришћењем (5.3) из анализе искључује спектрална зависност ASE шума и сви фотони се посматрају на једној учестаности, која најчешће одговара централној учестаности улазног сигнала. Гранични услови су дефинисани улазним сигналом, описаним густином фотона $S_0(t)$ и фазом $\varphi_0(t)$, и рефлексивностима предње и задње ивице појачавача, R_1 и R_2 , респективно. За антирефлексионе ивице, може се претпоставити нулта рефлексивност снаге, док се за високо-рефлексионе коефицијент рефлексije може одредити као $R_2 = (n_r - 1)^2 / (n_r + 1)^2$ уколико се не користе додатни рефлексивни премази, односно уколико је за рефлексiju одговорна раздвојна површ полупроводник-ваздух. На улазној ивици, која је антирефлексиона, гранични услови гласе $S_+(0) = S_0$, $\varphi_+(0) = \varphi_0$, и $A_+(0) = 0$, док су за задњу ивицу, која може бити или високо-рефлексиона или антирефлексиона, $S_-(L) = R_2 S_+(L)$, $\varphi_-(L) = \varphi_+(L) + \pi$, и $A_-(L) = R_2 A_+(L)$. У случају TW-SOA, рефлексивност задње ивице R_2 биће нулта, те не постоји сигнал који се простире уназад. Међутим, како се шум генерише унутар SOA, са подједнаком вероватноћом да се фотони простиру у било ком смеру, шум који се простире уназад постојаће и у TW-, и у RSOA.

5.1. Динамички пропациони модел

Просторна расподела носилаца описана је путем (2.37), где сада електрична струја I може бити временски зависна

$$\frac{dn}{dt} = \frac{I}{qV} - (An + R_{sp} + Cn^3) - \frac{v_g g S_\Sigma}{1 + \varepsilon S_\Sigma}. \quad (5.4)$$

У (5.1)-(5.4), S_Σ означава укупну густину фотона унутар активне области SOA, која укључује и сигнал и шум, $S_\Sigma = S_+ + S_- + A_+ + A_-$.

Систем дат помоћу (5.1)-(5.4) не може бити решен аналитички. Неке од метода које могу бити примењене приликом нумеричког решавања система описане су у Поглављу 2.4.2. Иако је ТММ често коришћена услед једноставне имплементације, груба подела појачавача на сегменте дуж лонгитудиналне осе може довести до грешке при процени просторне расподеле густине носилаца, која се пресликава на грешку у процени просторне расподеле густина фотона сигнала и шума. Ова грешка се даље акумулира приликом множења матрица, а постаје додатно изражена када се анализира случај бидирекционог простирања сигнала, као у RSOA.

5.1.1 Нумеричка имплементација „узводне“ шеме

Како би се избегле могуће грешке које потичу од грубе поделе појачавача дуж лонгитудиналне осе, могуће је развити нумерички метод заснован на „узводној“ шеми првог реда који се ослања на FDM, а у ком се просторна и временска оса третирају као квази-континуалне кроз фини сегментацију. Након избора броја тачака дуж лонгитудиналне, просторне осе, P , чиме се дефинише дужина сегмента, односно корак $\Delta z = L/(P - 1)$, спроводи се дискретизација временске осе, тако да је испуњено $\Delta t \leq \Delta z/v_g$, према Курант-Фридрихс-Леви (нем. *Courant-Friedrichs-Lewy*, CFL) услову стабилности. У зависности од дужине анализираниог временског интервала, T , број тачака дуж временске осе одређује се као $Q = \lceil T/\Delta t \rceil + 1$. Сви изводи у (5.1)-(5.4) могу се апроксимирати коначним разликама, тако да су изводи по времену дати разликама унапред

$$\frac{df}{dt} \approx \frac{f(t_{j+1}) - f(t_j)}{\Delta t}, \quad (5.5)$$

где f означава било коју променљиву зависну од времена, наиме, S_\pm , φ_\pm , A_\pm , или n . Изводи по просторној координати, апроксимирају се коначним разликама које зависе од смера простирања. За простирање унапред

$$\frac{df_+}{dz} \approx \frac{f_+(z_i) - f_+(z_{i-1})}{\Delta z}, \quad (5.6)$$

5.1. Динамички пропациони модел

где f_+ означава било коју од унапред путујућих променљивих, S_+ , φ_+ , или A_+ , док је за простирање уназад

$$\frac{df_-}{dz} \approx \frac{f_-(z_{i+1}) - f_-(z_i)}{\Delta z}, \quad (5.7)$$

где f_- означава било коју од уназад путујућих променљивих, S_- , φ_- , или A_- . Користећи (5.5)-(5.7), систем спрегнутих парцијалних диференцијалних једначина које описују простирање сигнала и шума кроз SOA, (5.1)-(5.3), може се трансформисати у систем спрегнутих линеарних алгебарских једначина, за простирање унапред

$$f_+(z_i, t_{j+1}) = f_+(z_i, t_j) + \Delta t v_g \left[F_+(z_i, t_j) - \frac{f_+(z_i, t_j) - f_+(z_{i-1}, t_j)}{\Delta z} \right], \quad (5.8)$$

односно уназад

$$f_-(z_i, t_{j+1}) = f_-(z_i, t_j) + \Delta t v_g \left[F_-(z_i, t_j) + \frac{f_-(z_{i+1}, t_j) - f_-(z_i, t_j)}{\Delta z} \right], \quad (5.9)$$

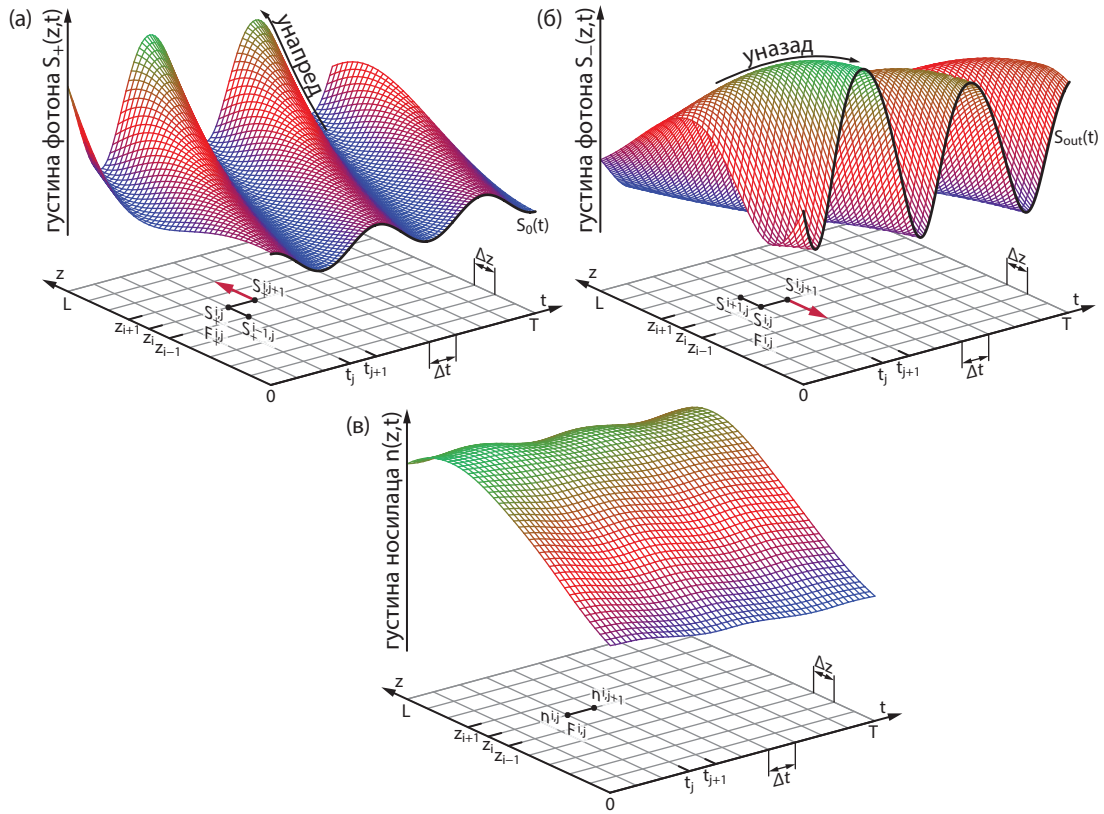
где f_{\pm} означава било коју променљиву S_{\pm} , φ_{\pm} , односно A_{\pm} , док F_{\pm} означава RHS одговарајуће једначине, одређену у тачки (z_i, t_j) на 2D просторно-временској мрежи. За једначину по густини носилаца, трансформација гласи

$$n(z_i, t_{j+1}) = n(z_i, t_j) + \Delta t F(z_i, t_j), \quad (5.10)$$

где F означава RHS (5.4), одређену у тачки (z_i, t_j) на 2D просторно-временској мрежи. Разлике унапред у временском домену омогућавају одређивање вредности свих променљивих у наредном временском тренутку, t_{j+1} , на основу познатих вредности у текућем тренутку, t_j , као што је приказано системом (5.8)-(5.10), и илустровано на сл. 5.1.

Нумеричка имплементација дискретизованог система (5.8)-(5.10) захтева два независна итеративна поступка, један по временској, а други по просторној координати. За сваку тачку j дуж временске осе, просторна расподела густине носилаца у наредној временској тачки, $(j+1)$, одређује се помоћу (5.10), за чим следи симулација пропације сигнала и шума, најпре унапред, а затим уназад, дуж активне области SOA, помоћу (5.8) и (5.9). Поступак се понавља док се не достигне крај временске осе, инкременталним повећавањем j за један, до Q. Како резултати у наредној тачки дуж временске осе, $(j+1)$, зависе од вредности из текуће тачке, j , неопходни су почетни услови за просторне расподеле свих променљивих (у $j=0$), како би итеративни поступак по временској осе

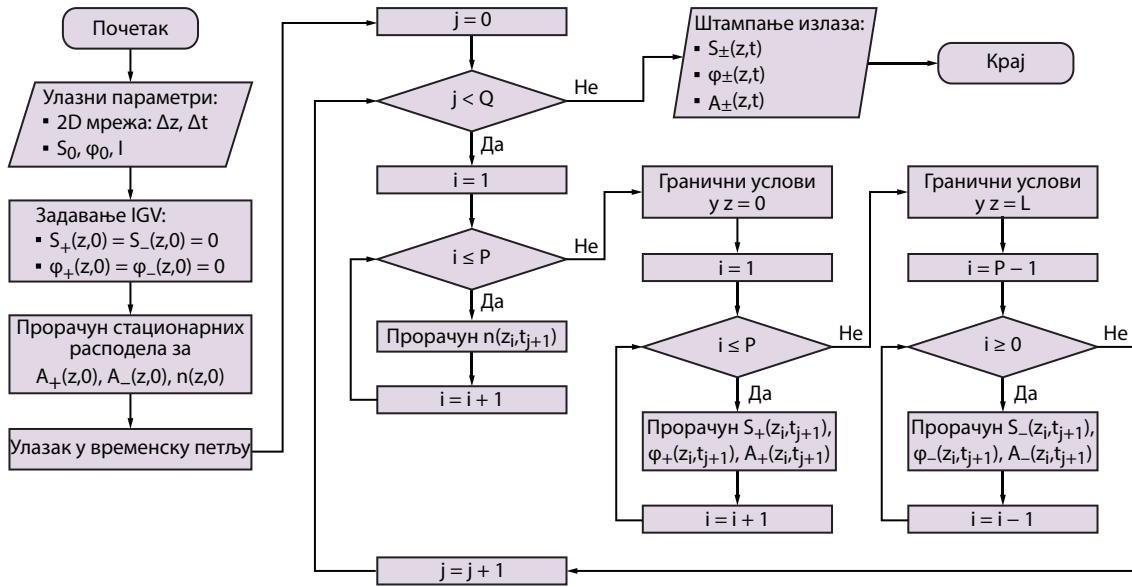
5.1. Динамички пропациони модел



Слика 5.1: Илустрација 2D просторно-временске мреже са означеним релевантним тачкама за одређивање густина фотона (а) унапред и (б) уназад путујућих сигнала помоћу „узводне“ шеме са коначним разликама, и (в) густине носилаца помоћу FDM са разликама унапред. Иста „узводна“ шема може бити примењена за одређивање фазе сигнала или густина фотона ASE шума. Пример укључује просторно-временску расподелу за сигнале који путују (а) унапред, (б) уназад, и (в) за густине носилаца. Временска зависност улазног и излазног сигнала приказана је подељаном линијом на (а), односно (б), респективно.

могао да отпочне прорачуном вредности променљивих у тачки $j = 1$. Почетне расподеле зависе од претпостављеног стања у ком се појачавач налазио пре почетка симулације. Уколико улазни сигнал није постојао пре $t = 0$, може се претпоставити да су $S_{\pm}(z, 0)$ и $\varphi_{\pm}(z, 0)$ једнаки нули. Шум постоји без обзира на присуство сигнала, те за $A_{\pm}(z, 0)$ могу бити претпостављене стационарне расподеле густина фотона. На основу почетних вредности, коришћењем (5.4), могуће је одредити и почетну расподелу густине носилаца $n(z, 0)$, неком од метода за стационарну анализу SOA, описаним у Поглављу 4. Уколико сигнал није постојао пре $t = 0$, као што је наведено, а струја поларизације је довољно висока да обезбеди инверзну насељеност, расподела густина носилаца у почетном тренутку биће приближно униформна дуж активне области SOA и блиска

5.1. Динамички пропагациони модел



Слика 5.2: Дијаграм тока алгоритма заснованог на „узводној“ шеми са коначним разликама за прорачун просторно-временске расподеле густина носилаца, густина фотона сигнала и шума, и фазе сигнала.

максималној вредности ограниченој струјом поларизације, n_{\max} . У оквиру угнежђене итеративне петље, за фиксирани временски бројач j , систем (5.8)-(5.10) решава се за сваку просторну тачку z_i , почев од 1 до P за простирање унапред, односно од $P - 1$ до 0 за простирање уназад. Описани алгоритам приказан је дијаграмом тока на сл. 5.2.

Представљени модел може се проширити тако да обухвати и додатне једначине по густинама фотона сигнала који истовремено путују кроз појачавач. У том случају, модел се може ефикасно употребити за анализу конверзије таласних дужина путем унакрсне модулације појачањем, или анализу оптички контролисаних прекидача.

5.1.2 Примена SOA у (ре)модулацији оптичког сигнала

Као што је дискутовано у Поглављу 1.2.3, SOA се може употребити као једноставно, економски исплативо решење за „безбојне“ изворе оптичких сигнала у ONU. Два начина за реализацију извора, која су концептуално једноставна, заснивају се на снабдевању RSOA сигналом из CO, који може садржати већ уписане информације у интензитет и/или фазу, или може бити CW, односно „празан“ сигнал. У оба случаја, помоћу струје поларизације, у долазни сигнал (DS) могу се утиснути нове информације, а затим се модулисани US сигнал даље може дистрибуирати, најчешће поново ка CO, као што је приказано на

5.1. Динамички пропациони модел

Табела 5.1: Коефицијенти фитовања зависности $\Gamma(n)$ и $\Delta n_r(n)$ за балк и MQW активне области, описане у Поглављу 3, на централној енергији сигнала $\hbar\omega_0 = 0.8\text{eV}$. Зависности фактора конфинирања и варијације индекса преламања од n дате су полиномима другог реда. (факт. конф. – фактор конфинирања; вар. инд. прел. – варијација индекса преламања)

симбол	параметар фитовања	балк	MQW
Γ_0 []	факт. конф. (константни)	0.3266	0.2430
Γ_1 [cm ³]	факт. конф. (линеарни)	-1.073×10^{-20}	-1.391×10^{-20}
Γ_2 [cm ⁶]	факт. конф. (квадратни)	7.706×10^{-40}	6.192×10^{-40}
$\Delta n_{r,0}$ []	вар. инд. прел. (константни)	0.1526	0.0451
$\Delta n_{r,1}$ [cm ³]	вар. инд. прел. (линеарни)	-3.813×10^{-20}	-2.326×10^{-20}
$\Delta n_{r,2}$ [cm ⁶]	вар. инд. прел. (квадратни)	2.228×10^{-39}	1.195×10^{-39}

сл. 1.3 (б). Будући да је струја модулације временски зависна, модел SOA у наведеним конфигурацијама мора бити динамички. Један од могућих приступа јесте коришћење динамичког пропационог модела, описаног у Поглављу 5.1.

У наставку ће бити анализирани две различите конфигурације „безбојног“ екстерно снабдеваног извора у ONU заснованог на SOA, полазећи од система (5.1)-(5.4), решеног уз помоћ „узводне“ шеме. Како је приликом анализе резултата добијених применом стационарног SCNM модела показано да фактор конфинирања и варијација индекса преламања могу значајно утицати на резултате, сл. 4.9, у наставку се обе величине моделују као зависне од n , при чему се за функције бирају полиноми другог степена, наиме, $\Gamma(n) = \Gamma_0 + \Gamma_1 n + \Gamma_2 n^2$ и $\Delta n_r(n) = \Delta n_{r,0} + \Delta n_{r,1} n + \Delta n_{r,2} n^2$. Коефицијенти полинома, дати у Табели 5.1 за балк и MQW активну област, добијени су фитовањем нумеричких зависности $\Gamma(n, \hbar\omega)$ и $\Delta n_r(n, \hbar\omega)$, датих на сл. 3.4 и 3.1, респективно, за централну енергију сигнала од $\hbar\omega_0 = 0.8\text{eV}$.

У обе конфигурације врши се амплитудска модулација поларним струјним сигналом који може бити са повратком на нулу (енг. *Return-to-Zero*, RZ) или без повратка на нулу (енг. *Non-Return-to-Zero*, NRZ), односно фактор испуњености бита (енг. *Duty Cycle*, DC) може се подешавати у опсегу (0, 100%]. Под поларним модулационом сигналом подразумева се да се бит 0 мапира у струју $\bar{I} - \Delta I$, док се бит 1 мапира у струју $\bar{I} + \Delta I$, где је \bar{I} стационарна компонента струје, док је помоћу $\Delta I / \bar{I}$ дефинисана дубина модулације US сигнала, односно у случају ремодулације интензитетски модулисаног улазног оптичког сигнала, битови 0 и 1 долазног (DS) сигнала мапирани су у снаге $\bar{P}_0 - \Delta P_0$, односно $\bar{P}_0 + \Delta P_0$, респективно, где је \bar{P}_0 стационарна компонента оптичке снаге улазног сигнала, а $\Delta P_0 / \bar{P}_0$ означава дубину модулације. Додатно, сматра се да је

5.1. Динамички пропациони модел

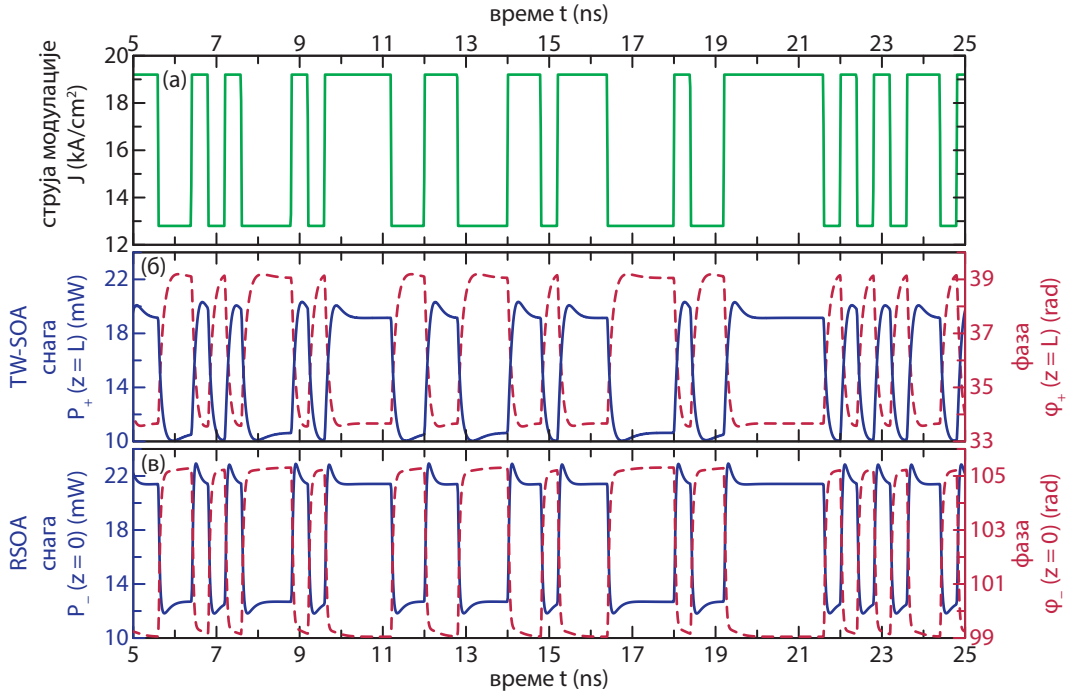
време успона/пада струјног и/или оптичког сигнала коначно, и износи 10 ps за успон/пад између стационарне вредности и максималне, односно минималне и стационарне.

Секвенце битова, како за претходно модулисани улазни оптички сигнал (DS), тако и за струју модулације (US), су де Бројн (хол. *Nicolaas Govert de Bruijn*) типа, реда s са алфабетом димензије 2, који садржи битове $\{0, 1\}$. Избор де Бројн секвенце, за разлику од псеудо-насумичне, гарантује да ће се у оквиру цикличне секвенце 2^s битова тачно једном наћи сви могући јединствени низови дужине s . Имајући у виду како је секвенца формирана, она је истовремено и оптимално кратка, те се већ за секвенцу реда $s = 6$, односно дужине $2^6 = 64$ битова, могу са високом тачношћу покривати готово сви случајеви од интереса.

Е/О модулација

Када на улаз појачавача долази оптички сигнал константне снаге P_0 , док се електрична струја мења у времену, говори се о Е/О модулацији. Промена струје доводи до промене концентрације носилаца кроз (5.4), која заузврат води до модулације густине фотона и фазе контрапропагирајућих оптичких сигнала, (5.1)-(5.3). На сл. 5.3 приказане су временске зависности густине струје модулације за модулациони сигнал NRZ типа, битске брзине од 2.5 Gbps, односно времена трајања једног бита од 0.4 ns, заједно са снагама и фазама излазних оптичких сигнала из TW-SOA, $P_+(z = L)$ и $\varphi_+(z = L)$, односно из RSOA, $P_-(z = 0)$ и $\varphi_-(z = 0)$, оба са активним областима заснованим на масивном полупроводнику. Са сл. 5.3 (б) и (в), може се уочити да снаге излазних сигнала прате временски облик модулационе струје за оба типа појачавача, док је у фазу утиснута инверзна поворка битова, што се могло закључити и на основу предзнака минус са RHS у (5.2). Време успостављања нивоа оптичке снаге при промени нивоа струје краће је код RSOA, сл. 5.3 (в), у поређењу са TW-SOA, сл. 5.3 (б), одакле се може закључити да за дату дужину активне области појачавача од $L = 700 \mu\text{m}$ и радне услове, наиме, стационарну компоненту густине струје модулације $\bar{J} = 16 \text{ kA/cm}^2$ и оптички снагу улазног сигнала $P_0 = -10 \text{ dBm}$, RSOA има боље модулационе карактеристике, односно већу граничну учестаност. Премашај снаге изнад нивоа логичке јединице, односно подбачај испод нивоа логичке нуле, који је видљив на почетку временског оквира бита при успостављању нивоа код оба типа појачавача, последица је нагле промене густине носилаца у активној области као одговора на наглу промену струје модулације, која готово тренутно обезбеђује високу/ниску концентрацију n . Након што се

5.1. Динамички пропациони модел

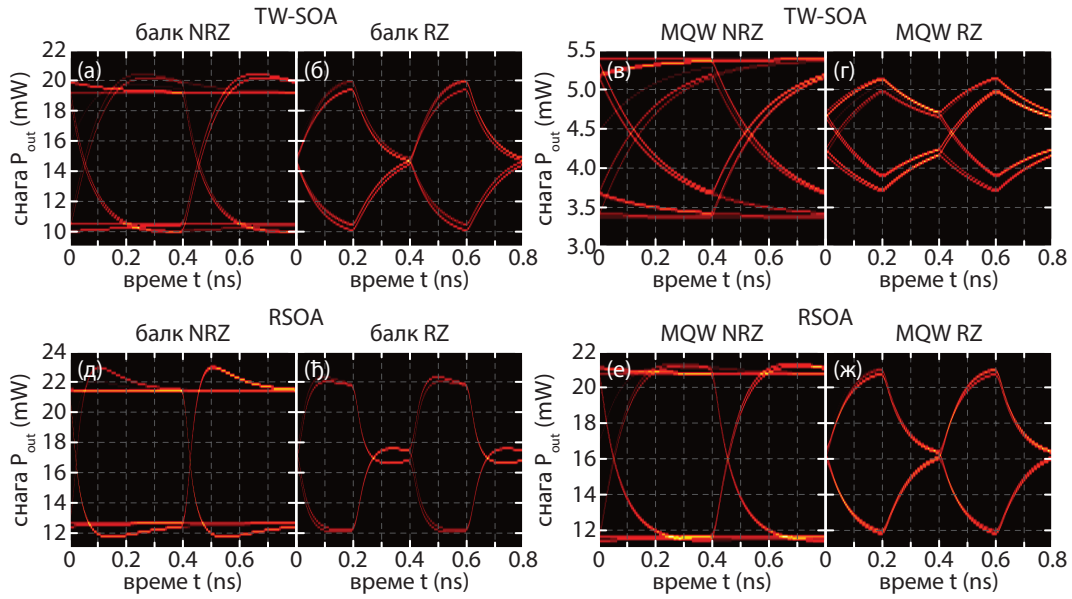


Слика 5.3: Временска зависност (а) густине струје модулације J , и снаге оптичког сигнала $P_{\pm}(z = L/0)$ (пуна линија) и фазе оптичког сигнала $\varphi_{\pm}(z = L/0)$ (испрекидана линија) на излазу из балк (б) TW-SOA, у $z = L$, и (в) RSOA, у $z = 0$. Модулациони сигнал је NRZ типа, битске брзине од 2.5 Gbps. Дужина активне области оба типа појачавача је $L = 700 \mu\text{m}$, оптичка снага улазног сигнала је $P_0 = -10 \text{ dBm}$, док је дубина модулације $\Delta J/\bar{J} = 20\%$ у односу на стационарну компоненту густине струје $\bar{J} = 16 \text{ kA}/\text{cm}^2$.

оптички сигнал нагло појача/ослаби, носиоци бивају делимично осиромашени, односно опорављени, што доводи до привремено успостављеног равнотежног стања у појачавачу и нешто нижег/вишег нивоа оптичке снаге за битове 1/0, који долази као одговор на осиромашење/опоравак носилаца.

За дубину модулације густине струје од $\Delta J/\bar{J} = 20\%$ у односу на стационарну компоненту $\bar{J} = 16 \text{ kA}/\text{cm}^2$, сл. 5.3 (а), постиже се дубина модулације од $\Delta P_+(z = L)/\bar{P}_+(z = L) = 28.6\%$ у односу на стационарну компоненту снаге излазног сигнала од $\bar{P}_+(z = L) = 14.89 \text{ mW}$, односно $\bar{P}_+(z = L) = 11.73 \text{ dBm}$ на излазу из TW-SOA, сл. 5.3 (б), док је акумулација фазе приближно једнака $\bar{\varphi}_+(z = L) = 36.36 \text{ rad}$, односно $\bar{\varphi}_+(z = L) = 1.57\pi \text{ rad}$, а разлика између вредности фазе које одговарају битовима 1 и 0 износи приближно $2\Delta\varphi_+(z = L) = 1.72\pi \text{ rad}$. На излазу из RSOA, сл. 5.3 (в), дубина модулације је $\Delta P_-(z = 0)/\bar{P}_-(z = 0) = 25.8\%$ у односу на стационарну компоненту снаге излазног сигнала од $\bar{P}_-(z = 0) = 17.02 \text{ mW}$, односно $\bar{P}_-(z = 0) = 12.31 \text{ dBm}$, док је акумулација фазе приближно једнака $\bar{\varphi}_-(z = 0) = 102.18 \text{ rad}$, односно

5.1. Динамички пропациони модел



Слика 5.4: Дијаграми ока излазних оптичких сигнала из (а)-(з) *TW-SOA*, и (д)-(ж) *RSOA*, са активним областима од (а)-(б), (д)-(ф) балк полупроводника, и (в)-(г), (е)-(ж) *MQW* структуре, при 2.5 Gbps биполарној (а), (в), (д), (е) *NRZ*, и (б), (г), (ф), (ж) *RZ* модулацији са фактором испуњености од 50%. Дужина активне области оба типа појачавача је $L = 700 \mu\text{m}$, оптичка снага улазног сигнала је $P_0 = -10 \text{ dBm}$, док је дубина модулације $\Delta J/\bar{J} = 20\%$ у односу на стационарну компоненту густине струје $\bar{J} = 16 \text{ kA/cm}^2$.

$\bar{\varphi}_-(z = 0) = 0.52\pi \text{ rad}$, а разлика између вредности фаза које одговарају битовима 1 и 0 износи приближно $2\Delta\varphi_-(z = 0) = 1.99\pi \text{ rad}$. Може се закључити да сигнал на излазу из *RSOA* има већу снагу у поређењу са *TW-SOA*, односно веће трансмисионо појачање, $G = 27.02 \text{ dB}$, у односу на $G = 24.89 \text{ dB}$, што се за задате радне услове могло закључити и са сл. 4.7. Уколико фазна модулација представља нежељени споредни ефекат у захтеваној примени појачавача, радни услови се могу погодни одабрати тако да разлика између фаза које одговарају битовима 1 и 0 износи приближно 2π , као у случају излазног сигнала из *RSOA* датог на сл. 5.3 (в).

На сл. 5.4 приказани су дијаграми ока излазних оптичких сигнала из *TW-* и *RSOA*, са активним областима од балк полупроводника, односно *MQW* структуре, за модулацију електричним сигналом на 2.5 Gbps, *NRZ* и биполарног *RZ* типа, са фактором испуњености бита од 50%. Дијаграми ока су добијени преклапањем временских облика излазних сигнала у трајању од два бита (0.8 ns), за де Бројн секвенцу реда $s = 6$, односно 64 бита. Са сл. 5.4 (а) и (б), може се видети да је време успона/пада ивице код *TW-SOA* приближно једнако половини трајања бита, око 0.2 ns, док је код *RSOA*, сл. 5.4 (д) и (ф), оно готово дво-

5.1. Динамички пропациони модел

струко мање, и износи приближно четвртину трајања бита, око 0.1 ns. Тиме се изнова потврђује да за задате радне услове RSOA има боље модулационе карактеристике од TW-SOA. У оба случаја је вертикални отвор ока јасно дефинисан, што оставља довољно простора за одабир нивоа одлучивања, док нивои логичке нуле, односно јединице, откривају да снага зависи не само од тренутног, већ и од претходног бита. Пресек узлазне и силазне ивице налази се у околини 40%, што открива да постоји извесна асиметрија у облику импулса, а која потиче од премашаја, односно подбачаја снаге при успостављању логичке јединице, односно нуле. Ширина ока мерена између тачака пресека врло је блиска дужини трајања бита што имплицира да нема значајне временске дисторзије.

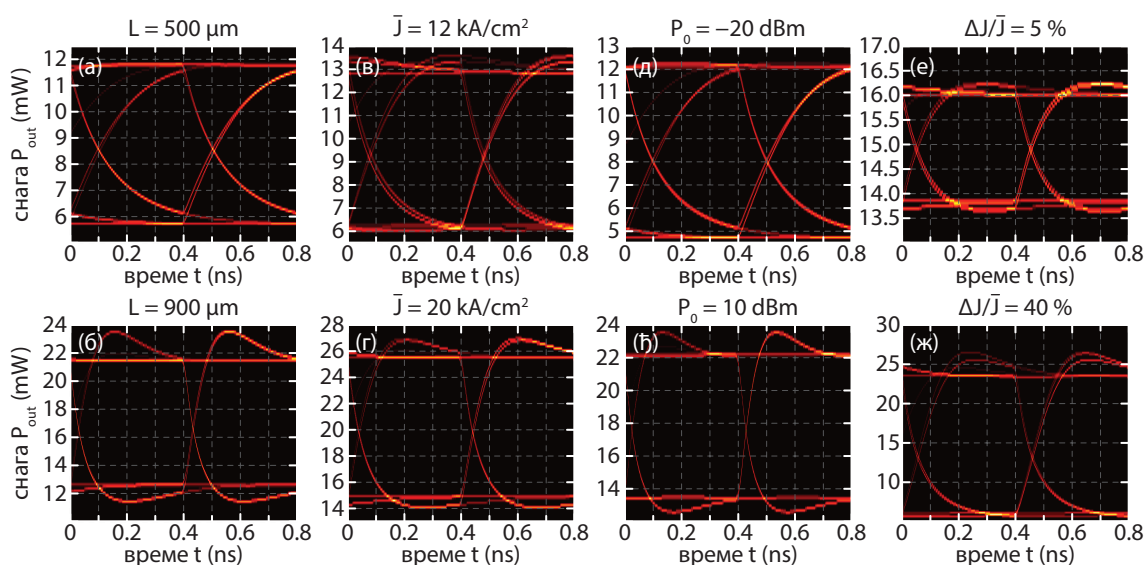
Иако SOA са активном облашћу од MQW структуре типично испољава боље модулационе особине у односу на балк појачавач, MQW структура представљена у Поглављу 3, оптимизована је тако да буде поларизационо неосетљива на уштрб трансмисионог појачања и граничне учестаности. Сл. 5.4 (в)-(г), (е)-(ж), потврђује да оба типа појачавача, и TW- и RSOA са MQW активним областима испољавају лошије карактеристике од одговарајућих балк појачавача, сл. 5.4 (а)-(б), (д)-(ђ). Код MQW TW-SOA време успона/пада ивице превазилази временски оквир бита што доводи до затварања ока, као и подрхтавања пресека узлазних/силазних ивица, одакле се закључује да постоји приметна временска дисторзија сигнала. На основу нивоа логичке јединице и нуле, може се закључити да снага не зависи само од тренутног, већ и од неколико претходних битова.

Поредећи снаге сигнала на излазу из балк, сл. 5.4 (а)-(б), и MQW, сл. 5.4 (в)-(г), TW-SOA, може се уочити да је појачање за MQW активну област значајно ниже, што се види и са сл. 4.7 (а)-(б) и 4.8 (а)-(б). За разлику од TW-SOA, код RSOA су појачања слична за балк и MQW активне области, сл. 5.4 (д)-(ђ), односно сл. 5.4 (е)-(ж), што је последица уласка балк RSOA у сатурацију, 4.7 (в)-(г), за ниже снаге оптичког сигнала у поређењу са MQW RSOA, 4.8 (в)-(г).

Дијаграми ока за MQW RSOA, сл. 5.4 (е)-(ж), поново откривају лошије модулационе карактеристике у поређењу са балк RSOA, сл. 5.4 (д)-(ђ), односно MQW RSOA упоредив је са балк TW-SOA, сл. 5.4 (а)-(б). За разлику од MQW TW-SOA, сл. 5.4 (в)-(г), RSOA има јасније дефинисане нивое логичке јединице и нуле, већи вертикални отвор ока и двоструко мање време успона/пада. Додатно, не уочава се подрхтавање пресечне тачке узлазне и силазне ивице, која се налази у околини 40%, што наводи на закључак да је временска дисторзија сигнала врло мала.

На сл. 5.5, упоређени су дијаграми ока оптичког сигнала на излазу из балк

5.1. Динамички пропагациони модел



Слика 5.5: Дијаграми ока излазних оптичких сигнала из балк TW-SOA при модулацији NRZ типа на битској брзини од 2.5 Gbps за различите дужине активне области L од (а) $500 \mu\text{m}$, и (б) $900 \mu\text{m}$, стационарне компоненте густине струје \bar{J} од (в) 12 kA/cm^2 , и (г) 20 kA/cm^2 , оптичке снаге улазног сигнала P_0 од (д) -20 dBm , и (ђ) 10 dBm , и дубине модулације $\Delta J/\bar{J}$ од (е) 5% , и (ж) 40% . Номиналне вредности структурних и радних параметара су $L = 700 \mu\text{m}$, $P_0 = -10 \text{ dBm}$, $\Delta J/\bar{J} = 20\%$ и $\bar{J} = 16 \text{ kA/cm}^2$.

TW-SOA за NRZ модулацију на 2.5 Gbps при различитим структурним и радним параметрима појачавача. Са сл. 5.5 (а), (б) може се закључити да повећање дужине активне области доводи до повећања граничне радне учестаности, а слично важи и за повећање стационарне компоненте густине струје, сл. 5.5 (в), (г), односно оптичке снаге улазног сигнала, сл. 5.5 (д), (ђ). Повећањем дужине L и улазне снаге P_0 постиже се сличан ефекат и у погледу временског облика импулса, где је видљив премашај/подбачај снаге при преласку на логичке нивое јединице, односно нуле. Међутим, повећањем струје \bar{J} , овај проблем се донекле ублажава. Утицај дубине модулације струје приказан је на сл. 5.5 (е), (ж). Показује се да дубина модулације не утиче значајно на релативни облик дијаграма ока, већ на апсолутне вредности нивоа логичке нуле и јединице, и последично на вертикални отвор ока.

Е/О ремодулација

Један од једноставних начина за искоришћење SOA у сврху двосмерне комуникације између СО и ONU јесте пријем дела снаге долазног оптичког сигнала, а затим „рециклирање“ преостале снаге и њено упућивање ка СО, након ре-

5.1. Динамички пропациони модел

модулације сигнала. Уколико је долазни сигнал фазно модулисан, при чему је његов интензитет константан, интензитетска ремодулација обезбеђује готово идентичне резултате као и претходно дискутована интензитетска модулација. Међутим, уколико је долазни сигнал интензитетски модулисан, резултати се битно разликују. Како су информације већ утиснуте у сигнал, погодно је за ремодулацију одабрати битску брзину која је нижа од битске брзине долазног сигнала. Овакав концепт асиметрије протока ка кориснику и од њега, дуго је присутан у телекомуникацијама, примера ради у асиметричној дигиталној претплатничкој линији (енг. *Asymmetric Digital Subscriber Line*, ADSL).

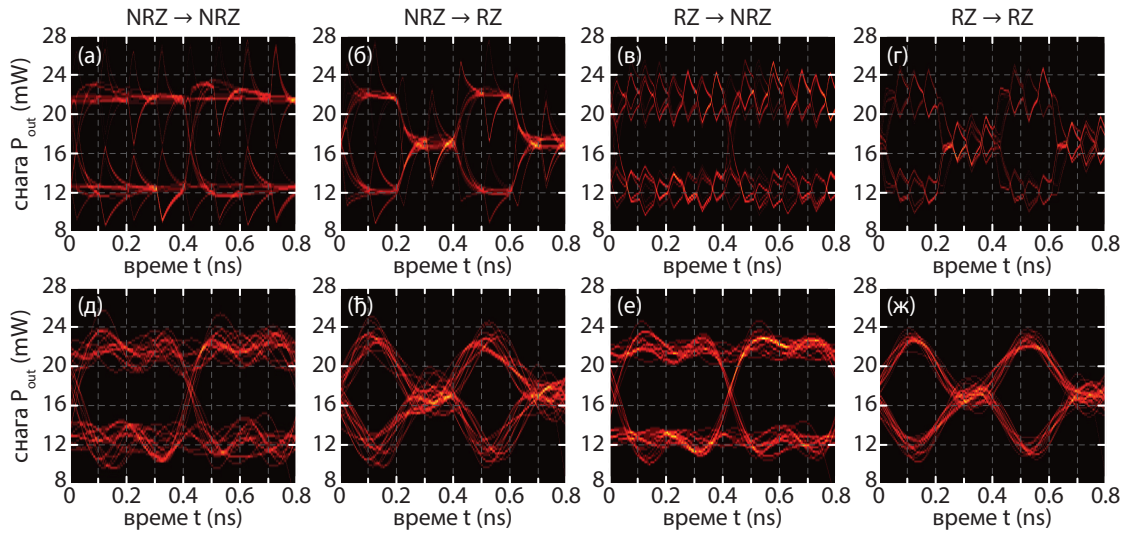
Након ремодулације на нижој битској брзини, корисно је, пре даљег преноса или након детекције сигнала, али пре одлучивања, извршити његово филтрирање у домену електричних фреквенција, како би се потиснула заостала модулација долазног сигнала. У поменути сврху може се користити нископропусни филтар граничне учестаности једнаке двострукој учестаности одлазног US сигнала. У наставку је извршена анализа ремодулације интензитетски модулисаног DS оптичког сигнала на битској брзини од 10 Gbps електричним сигналом битске брзине 2.5 Gbps, праћена електричним филтрирањем сигнала нископропусним филтром облика подигнутог косинуса, са фактором заобљења $\beta_f = 0.1$ и граничном учестаношћу $f_{G,f} = 5$ GHz, чија преносна функција гласи

$$H_f(f) = \begin{cases} 1, & \frac{|f|}{f_{G,f}} \leq 1 - \beta_f, \\ \cos^2 \left\{ \frac{\pi}{4\beta_f} \left[\frac{|f|}{f_{G,f}} - (1 - \beta_f) \right] \right\}, & 1 - \beta_f < \frac{|f|}{f_{G,f}} < 1 + \beta_f, \\ 0, & \frac{|f|}{f_{G,f}} \geq 1 + \beta_f. \end{cases} \quad (5.11)$$

Оба сигнала – долазни (DS) и одлазни (US), носе де Бројн секвенце битова, реда $s = 8$, односно $s = 6$, респективно, што резултује секвенцама дужине 256 битова за DS, и 64 бита за US сигнал.

На сл. 5.6 упоређени су дијаграми ока на излазу из балк RSOA пре и након филтрирања за различите комбинације типова модулације долазног и одлазног сигнала. Може се уочити да је пре филтрирања, сл. 5.6 (а)-(г) на дијаграмима ока јасно уочљива секвенца долазних битова која производи велики шум нивоа логичке нуле и јединице и у случају NRZ модулисаног долазног сигнала, сл. 5.6 (а)-(б), чини око готово затвореним. Ремодулација биполарног RZ долазног сигнала са фактором испуњености бита од 50% показује се ефикаснијом, сл. 5.6 (в)-(г), будући да је време током ког оптичка снага одступа од своје средње вредности преполовљено у односу на NRZ модулацију. Међутим, однос сигнал-

5.1. Динамички пропациони модел



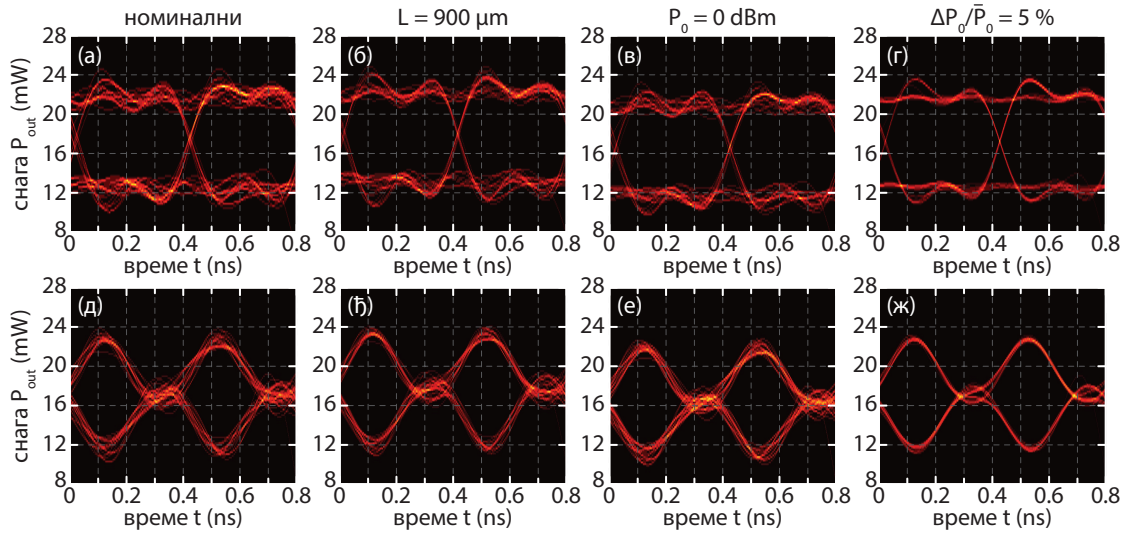
Слика 5.6: Дијаграми ока излазних оптичких сигнала из балк RSOA (а)-(г) пре и (д)-(ж) након примене електричног нископропусног филтра облика подигнутог косинуса са фактором заобљења $\beta_f = 0.1$ и граничном учестаношћу 5 GHz добијених ремодулацијом 10 Gbps модулисаног долазног оптичког сигнала (а)-(б), (д)-(ђ) NRZ типа, односно (в)-(з), (е)-(ж) биполарног RZ типа са фактором испуњености од 50%, у 2.5 Gbps модулисани одлазни сигнал приложеном електричне струје модулације (а), (в), (д), (е) NRZ типа, односно (б), (з), (ђ), (ж) биполарног RZ типа са фактором испуњености од 50%. Дужина активне области балк RSOA је $L = 700 \mu\text{m}$, средња оптичка снага улазног сигнала је $\bar{P}_0 = -10 \text{ dBm}$, дубина модулације долазног сигнала је $\Delta P_0 / \bar{P}_0 = 20\%$, док је дубина модулације густине струје $\Delta J / \bar{J} = 20\%$ у односу на стационарну компоненту густине струје $\bar{J} = 16 \text{ kA/cm}^2$.

шум је и даље далеко од задовољавајућег, а дисторзија сигнала врло висока.

Примена електричног филтра значајно побољшава карактеристике дијаграма ока, сл. 5.6 (д)-(ж). Нивои логичке јединице и нуле и даље испољавају шум, али мањег интензитета, те је вертикални отвор ока у сва четири анализирани случаја повећан. Подрхтавање пресечне тачке узлазне и силазне ивице је сада веће, што имплицира да је потискивање дисторзије нивоа логичке нуле и јединице учињено на уштрб временске дисторзије бита. Међутим, у временском опсегу који је најчешће од интереса, између 40% и 60% трајања бита, вертикални отвор ока је довољно велики да се може одабрати ниво одлучивања који ће довести до задовољавајућег односа погрешно и тачно детектованих битова.

На сл. 5.7 извршено је поређење дијаграма ока након филтрирања сигнала у електричном домену, за различите структурне и радне параметре балк RSOA, при ремодулацији долазног RZ модулисаног сигнала са фактором испуњености од 50% у одлазни NRZ, или 50% RZ. Показује се да повећање дужине активне

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом



Слика 5.7: Дијаграми ока излазних оптичких сигнала из балк RSOA након примене електричног нископропусног филтра облика подигнутог косинуса са фактором заобљења $\beta_f = 0.1$ и граничном учестаношћу 5 GHz добијених ремодулацијом 10 Gbps модулисаног долазног оптичког сигнала биполарног RZ типа са фактором испуњености од 50%, у 2.5 Gbps модулисани одлазни сигнал применом електричне струје модулације (а)-(г) NRZ типа, односно (д)-(ж) биполарног RZ типа са фактором испуњености од 50%, за (а), (д) номиналне параметре, (б), (ђ) дужину активне области балк RSOA $L = 900 \mu\text{m}$, (в), (е) средњу оптичку снагу улазног сигнала $\bar{P}_0 = 0 \text{ dBm}$, и (г), (ж) дубину модулације долазног сигнала $\Delta P_0/\bar{P}_0 = 5\%$. Номиналне вредности структурних и радних параметара су $L = 700 \mu\text{m}$, $\bar{P}_0 = -10 \text{ dBm}$, $\Delta P_0/\bar{P}_0 = 20\%$, $\Delta J/\bar{J} = 20\%$ и $\bar{J} = 16 \text{ kA/cm}^2$.

области, сл. 5.7 (б), (ђ), доводи до благог смањења шума логичких нивоа нуле и јединице и повећања вертикалног отвора ока, а сличан закључак се може донети и за повећање средње оптичке снаге улазног сигнала, сл. 5.7 (в), (е). Коначно, смањење дубине модулације долазног сигнала, са 20% на 5%, сл. 5.7 (г), (ж), доводи до значајног побољшања дијаграма ока, посебно у случају ремодулације RZ сигналом, сл. 5.7 (ж), где примењени филтар успешно потискује све фреквенције које нису од интереса.

5.2 Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

Слично као што се трансмисионо појачање сматра врло важним параметром квалитета SOA у стационарном режиму, тако се за динамички режим рада употребљава -3dB пропусни опсег за мале сигнале, $\Omega_{3\text{dB}} = 2\pi f_{3\text{dB}}$, који је

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

од посебне важности када се SOA користи у сврху електро-оптичке модулације. Пропусни опсег се дефинише као учестаност модулационог сигнала, односно електричне струје, на којој излазни мали сигнал из SOA, односно густина фотона или оптичка снага, опадне на половину своје вредности при нултој фреквенцији. Знајући утицај различитих структурних и материјалних параметара, као и радних услова, на $\Omega_{зdB}$, отвара могућност оптимизације модулационог одзива и повећања пропусног опсега. Под претпоставком да је улазни сигнал спектрално узак, анализа се може спровести за густине фотона сигнала и шума заједно, који се простиру унапред и уназад, занемарујући њихову спектралну расподелу. Једначина путујућег таласа сада има облик сличан (5.1), уз додатни члан који описује спонтану емисију, као у (5.3)

$$\pm \frac{\partial S_{\pm}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_{\pm}}{\partial t} = \left(\frac{\Gamma g}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}} - \alpha_i \right) S_{\pm} + \frac{1}{2v_g} \Gamma \beta_{sp} R_{sp}, \quad (5.12)$$

где је $S_{\Sigma} = S_+ + S_-$. Како је од интереса интензитетска модулација, не спроводи се анализа фазе сигнала. Брзинска једначина којом се описује динамика носилаца има исти облик као (5.4)

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{qH} - (An + R_{sp} + Cn^3) - \frac{v_g g S_{\Sigma}}{1 + \varepsilon S_{\Sigma}}, \quad (5.13)$$

где се уместо струје I користи густина струје $J = I/(WL)$. Одабир густине струје произилази из чињенице да струја I зависи од дужине активне области појачавача, што није случај са J , због чега се густина струје показује као прикладнији избор приликом упоређивања перформанси SOA са различитим дужинама активних области. У општем случају, густина струје ће садржати стационарну компоненту, и модулациони, односно мали сигнал, који ће кроз (5.13) довести до модулације густине носилаца, а затим и модулације свих параметара зависних од n , наиме, g , R_{sp} , α_i и S_{\pm} . Надаље ће стационарне компоненте свих променљивих бити обележене као надвучене, а сви мали сигнали означени префиксом $\bar{\Delta}$.

За стационарну вредност густине струје, \bar{J} , сви изводи по времену у (5.12)-(5.13) биће једнаки нули, те се систем редукује на свој стационарни облик, дат путем (4.23)-(4.24). У циљу одређивања стационарних вредности \bar{n} и \bar{S}_{\pm} , може се користити било који од модела за стационарну анализу SOA, описаних у Поглављима 2.4.1 и 4. Уколико се претпостави да CW сигнал, снаге P_0 и густине фотона дате путем (2.16), наилази на предњу ивицу појачавача, гранични услов за простирање унапред гласи $S_+(z = 0, t) = \bar{S}_+(z = 0) = S_0$. За

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

сигнал који путује уназад, гранични услов на наспрамној, задњој ивици, гласи $S_-(z = L, t) = R_2 S_+(z = L, t)$, где R_2 може имати коначну вредност, у случају RSOA, или може износити нула, за TW-SOA.

Типичан приступ при анализи малих сигнала заснива се на претпоставци да су мали сигнали за ред величине, или више, мањи од једносмерних (стационарних) компоненти сигнала, те могу бити посматрани као пертурбације. Ова претпоставка омогућава линеаризацију система (5.12)-(5.13) према малим сигнаlima свих променљивих. Као што је дискутовано у Поглављу 2.3.3, у Одељку који се односи на дистрибуирани модел струје, струја не може тренутно постићи униформну просторну расподелу дуж електроде, и потребно ју је посматрати као простопериодични путујући микроталас са коначном брзином простирања v_e . Услед рефлексије на крају микротракастог вода, односно електроде, микроталас ће се протирати у оба смера у односу на лонгитудиналну z -осу [64]. Овај модел постаје изузетно важан за модуларационе фреквенције у околини, и веће од $v_e/(2\pi L)$, када таласна дужина модуларационог сигнала постаје упоредива са дужином активне области појачавача, односно када се цео електрични импулс који одговара једној периоди може сместити унутар активне области SOA. Уопштени модел густине струје са малим сигнаlima у облику синусоиде, одређен просторно зависним напоном дуж електроде, може бити записан у следећем облику, на основу (2.53)

$$\begin{aligned} J(z, t) &= \bar{J} + \Delta J(z) \exp(i\Omega t) \\ &= \bar{J} + \Delta J_F(z) \exp[i(\Omega t - \beta_e z)] + \Delta J_B(z) \exp[i(\Omega t + \beta_e z)] , \end{aligned} \quad (5.14)$$

где $\Delta J(z)$ представља укупну просторну расподелу малих сигнала густине струје за оба смера простирања микроталаса, унапред (F) и уназад (B), $\Omega = 2\pi f$ је угаона, а f модуларациона учестаност TMW, док $\beta_e = \Omega/v_e$ означава константу простирања микроталаса.

5.2.1 Формирање модела малих сигнала

Модуларација густине струје доводи до модуларације концентрације носилаца n , као и свих параметара зависних од n , укључујући g , α_i , R_{sp} , и S_{\pm} , заједнички означених ξ , који прате временски облик модуларационог сигнала, и стога се могу приказати у облику синусоиде

$$\begin{aligned} \xi(z, t) &= \bar{\xi}(z) + \Delta\xi(z) \exp(i\Omega t) \\ &= \bar{\xi}(z) + \Delta\xi_F(z) \exp[i(\Omega t - \beta_e z)] + \Delta\xi_B(z) \exp[i(\Omega t + \beta_e z)] , \end{aligned} \quad (5.15)$$

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

где $\Delta\xi(z)$ означава укупну просторну расподелу малих сигнала излистаних променљивих. За познате зависности материјалног појачања, унутрашњих губитака таласовода и брзине укупне спонтане емисије од концентрације носилаца, $g(n) = g_0 \ln(n/n_{\text{tr}})$, $\alpha_i(n) = K_0 + \Gamma K_1 n$ и $R_{\text{sp}}(n) = B_0 + B_1 n + B_2 n^2$, респективно, могуће је изразити мале сигнале $\Delta g^{\text{F/B}}$, $\Delta\alpha_i^{\text{F/B}}$ и $\Delta R_{\text{sp}}^{\text{F/B}}$ помоћу $\Delta n^{\text{F/B}}$ користећи прве изводе одговарајућих функција, процењене за стационарну вредност концентрације носилаца. Пратећи описани поступак, долази се до

$$\Delta g^{\text{F/B}} = (dg/dn)|_{n=\bar{n}} \Delta n^{\text{F/B}} = (g_0/\bar{n})\Delta n^{\text{F/B}}, \quad (5.16a)$$

$$\Delta\alpha_i^{\text{F/B}} = (d\alpha_i/dn)|_{n=\bar{n}} \Delta n^{\text{F/B}} = \Gamma K_1 \Delta n^{\text{F/B}}, \quad (5.16b)$$

$$\Delta R_{\text{sp}}^{\text{F/B}} = (dR_{\text{sp}}/dn)|_{n=\bar{n}} \Delta n^{\text{F/B}} = (B_1 + 2B_2\bar{n})\Delta n^{\text{F/B}}. \quad (5.16c)$$

Сменом (5.14)-(5.16) у (5.13), праћеном раздвајањем стационарних компоненти и малих сигнала, долази се до система једначина који укључује стационарну, у облику (4.24), и пар једначина написаних по малим сигнаlima за оба смера простирања ТМW, унапред и уназад. У циљу линеаризације једначина по малим сигнаlima, потребно је увести две апроксимације. Прва се односи на члан који описује стимулисану емисију у (5.13), наиме, $v_g g S_\Sigma / (1 + \varepsilon S_\Sigma)$, који је нелинеаран услед присуства малих сигнала густина фотона и у бројиоцу, и у имениоцу разломка. Функција

$$(1 + \varepsilon S_\Sigma)^{-1} = \left[1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma + \varepsilon (\Delta S_+^{\text{F}} + \Delta S_-^{\text{F}}) e^{i(\Omega t - \beta_e z)} + \varepsilon (\Delta S_+^{\text{B}} + \Delta S_-^{\text{B}}) e^{i(\Omega t + \beta_e z)} \right]^{-1}, \quad (5.17)$$

може бити преформулисана у

$$(1 + \varepsilon S_\Sigma)^{-1} = \frac{1}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} \left[1 + \varepsilon \frac{\Delta S_+^{\text{F}} + \Delta S_-^{\text{F}}}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} e^{i(\Omega t - \beta_e z)} + \varepsilon \frac{\Delta S_+^{\text{B}} + \Delta S_-^{\text{B}}}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} e^{i(\Omega t + \beta_e z)} \right]^{-1}. \quad (5.18)$$

Други чинилац у производу са RHS (5.18) може се посматрати као $(1 + x)^{-1}$, где је $x \ll 1$, одакле следи да се може апроксимирати помоћу прва два члана Тејлоровог (енг. *Brook Taylor*) развоја функције у околини нуле, $1 - x$, што доводи до

$$(1 + \varepsilon S_\Sigma)^{-1} \approx \frac{1}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} - \varepsilon \frac{\Delta S_+^{\text{F}} + \Delta S_-^{\text{F}}}{(1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma)^2} e^{i(\Omega t - \beta_e z)} - \varepsilon \frac{\Delta S_+^{\text{B}} + \Delta S_-^{\text{B}}}{(1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma)^2} e^{i(\Omega t + \beta_e z)}. \quad (5.19)$$

Наредни корак у линеаризацији јесте примена апроксимације првог реда, односно занемаривање свих малих величина реда већег од један. Као резултат, добија се систем линеаризованих брзинских једначина написаних по малим

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

сигналима концентрација носилаца, који потичу од унапред и уназад путујућег TMW

$$i\Omega\Delta n^{\text{F/B}} = \frac{\Delta J_{\text{F/B}}}{qH} - (A + B_1 + 2B_2\bar{n} + 3C\bar{n}^2)\Delta n^{\text{F/B}} - \left[\frac{g_0}{\bar{n}} \frac{v_g \bar{S}_\Sigma}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} \Delta n^{\text{F/B}} + v_g \frac{g_{\text{eff}}}{\Gamma} (\Delta S_+^{\text{F/B}} + \Delta S_-^{\text{F/B}}) \right], \quad (5.20)$$

где је

$$g_{\text{eff}} = \Gamma \bar{g} / (1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma)^2. \quad (5.21)$$

Систем (5.20) може бити решен аналитички по малим сигналима густина носилаца које потичу од унапред (F) и уназад (B) путујућег микроталаса

$$\Delta n^{\text{F/B}} = \frac{\Delta J_{\text{F/B}} / (qH) - v_g g_{\text{eff}} (\Delta S_+^{\text{F/B}} + \Delta S_-^{\text{F/B}}) / \Gamma}{A + B_1 + 2B_2\bar{n} + 3C\bar{n}^2 + \frac{g_0}{\bar{n}} \frac{v_g \bar{S}_\Sigma}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} + i\Omega}. \quad (5.22)$$

Сменом (5.15)-(5.16) и (5.22), у једначину путујућег таласа (5.12), праћеном поступком линеаризације, долази се до система од две стационарне једначине путујућег таласа у облику (4.23, и четири једначине путујућег таласа написане по малим сигналима густина фотона које се простиру у једном од два смера (означеним знаком у доњем индексу, ΔS_\pm), а које су резултат микроталаса који путује у једном од два смера (означеним словом у горњем индексу, $\Delta S^{\text{F/B}}$)

$$\pm \frac{d\Delta S_\pm^{\text{F}}}{dz} = \frac{\Gamma \gamma_\pm}{qH v_g} \Delta J_{\text{F}} - (\varepsilon \bar{S}_\pm + \gamma_\pm) g_{\text{eff}} \Delta S_\mp^{\text{F}} + \left[g_{\text{eff}} (1 + \varepsilon \bar{S}_\mp - \gamma_\pm) - \bar{\alpha}_i - i \left(\frac{\Omega}{v_g} \mp \beta_e \right) \right] \Delta S_\pm^{\text{F}}, \quad (5.23a)$$

$$\pm \frac{d\Delta S_\pm^{\text{B}}}{dz} = \frac{\Gamma \gamma_\pm}{qH v_g} \Delta J_{\text{B}} - (\varepsilon \bar{S}_\pm + \gamma_\pm) g_{\text{eff}} \Delta S_\mp^{\text{B}} + \left[g_{\text{eff}} (1 + \varepsilon \bar{S}_\mp - \gamma_\pm) - \bar{\alpha}_i - i \left(\frac{\Omega}{v_g} \pm \beta_e \right) \right] \Delta S_\pm^{\text{B}}, \quad (5.23b)$$

где је

$$\gamma_\pm = \frac{v_g \left(\frac{g_0/\bar{n}}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} - K_1 \right) \bar{S}_\pm + \frac{1}{2} \beta_{\text{sp}} (B_1 + 2B_2\bar{n})}{A + B_1 + 2B_2\bar{n} + 3C\bar{n}^2 + \frac{g_0}{\bar{n}} \frac{v_g \bar{S}_\Sigma}{1 + \varepsilon \bar{S}_\Sigma} + i\Omega}. \quad (5.24)$$

Наведени γ -параметар је бездимензиони, комплексан и зависан од просторне координате z и модулационе учестаности Ω . Умногome је одговоран за фреквенцијску зависност просторних расподела малих сигнала густина фотона,

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

$\Delta S_{\pm}^{\text{F/B}}(z, \Omega)$, као и њихових осетљивости на промену учестаности када се остали параметри одржавају фиксним. У случају нулте учестаности, γ_{\pm} постаје чисто реално, док за високе учестаности, попут оних у близини пропусног опсега појачавача, и већих, имагинарни део γ_{\pm} по модулу је значајно већи од реалног.

Како је систем (5.23) изведен из (5.12), гранични услови за једначине на-писане по малим сигналама наслеђени су од оних који одговарају (5.12). У случају да на улаз долази CW сигнал, важи $\Delta S_{+}^{\text{F/B}}(0, \Omega) = 0$. На задњој ивици, гранични услови диктирани су коефицијентом рефлексије снаге, $\Delta S_{-}^{\text{F/B}}(L, \Omega) = R_2 \Delta S_{+}^{\text{F/B}}(L, \Omega)$.

5.2.2 Нумеричка имплементација

У циљу одређивања -3dB пропусног опсега, $f_{3\text{dB}} = \Omega_{3\text{dB}}/(2\pi)$, неопходно је одредити зависност малих сигнала густине фотона на излазу из појачавача од модулационе учестаности, $\Delta S_{\text{out}}(f)$, а затим одредити учестаност која испуњава услов $|\Delta S_{\text{out}}(f_{3\text{dB}})/\Delta S_{\text{out}}(0)| = 1/2$. У случају TW-SOA излазни мали сигнал биће снимљен на задњој ивици, $\Delta S_{\text{out}}(f) = \Delta S_{+}(L, f)$, док ће у случају RSOA излаз бити прочитан са предње ивице, $\Delta S_{\text{out}}(f) = \Delta S_{-}(0, f)$, што даје

$$\Delta S_{\text{out}}(f) = \begin{cases} \Delta S_{+}^{\text{F}}(L, f) \exp(-i\beta_e L) + \Delta S_{+}^{\text{B}}(L, f) \exp(i\beta_e L), & \text{за TW-SOA,} \\ \Delta S_{-}^{\text{F}}(0, f) + \Delta S_{-}^{\text{B}}(0, f), & \text{за RSOA.} \end{cases} \quad (5.25)$$

Мали сигнали на предњој и задњој ивици појачавача могу бити одређени решавањем контурног проблема (енг. *Boundary Value Problem*, BVP) датог помоћу (5.23). У случају RSOA, овај систем обухвата четири спрегнуте диференцијалне једначине првог реда, са функционалним коефицијентима, и може бити решен служећи се било којим од доступних нумеричких алгоритама за BVP, попут FDM са имплементираним тростепеном Лобато IIIA (енг. *Lobatto IIIA*) формулом [176]. За TW-SOA, сигнали који се простиру уназад могу бити занемарени услед нулте рефлексивности задње ивице и малог доприноса спонтане емисије, па се систем редукује на пар диференцијалних једначина које нису спрегнуте, и могу бити решене нумеричком интеграцијом.

Пре решавања система (5.23), неопходно је одредити просторне расподеле стационарних променљивих, \bar{n} и \bar{S}_{\pm} , као и помоћних параметара, g_{eff} и γ_{\pm} . Стационарне вредности могу бити одређене било којом од метода представљених у Поглављима 2.4.1 и 4.

Након што се одреди зависност $\Delta S_{\text{out}}(f)$, могуће је доћи до -3dB пропусног опсега интерполацијом функције $|\Delta S_{\text{out}}(f)/\Delta S_{\text{out}}(0)|$ у потрази за $f_{3\text{dB}}$ које ће

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

дати $1/2$ као решење. За ретке, посебне случајеве, f_{3dB} може бити одређено у аналитичком облику. Како би аналитички израз био изведен, најчешће је потребно применити велики број апроксимација, а резултујући израз може бити изузетно сложен [177], или, може имати једноставнији облик, али је тада његова примењивост ограничена на узак опсег радних услова појачавача. Коначно, треба напоменути да је овако израчунати пропусни опсег интринсичан, те да укључивање паразитних ефеката пропратног електричног кола може изменити модулациони одзив.

5.2.3 Нумерички резултати и дискусија

У наставку ће бити изложена анализа модулационог одзива и одговарајућег $-3dB$ пропусног опсега, f_{3dB} , TW- и RSOA са активном облашћу од балк полупроводника описаног у Поглављу 3.1.1, одређених служећи се моделом развијеним у Поглављу 5.2.1. Анализа ће најпре бити спроведена у зависности од модела струје модулације, а затим и од радних услова, наиме, густине струје поларизације, \bar{J} , и оптичке снаге улазног CW сигнала, P_0 , и структурних параметара појачавача, односно дужине активне области L . На основу резултата, биће пружене смернице за оптимизацију појачавача тако да се постигне максимални пропусни опсег. Све стационарне величине, укључујући \bar{S}_+ , \bar{S}_- и \bar{n} , као и параметри зависни од њих, одређени су решавањем стационарног система (4.23)-(4.24) користећи поједностављени SCNМ модел, представљен у Поглављу 4.1, из ког је искључена спектрална анализа сигнала и шума. Коefицијент рефлексije задње ивице једнак је нули у случају TW-SOA, односно $R_2 = (n_r - 1)^2 / (n_r + 1)^2 = 0.318$ у случају RSOA.

Модулациони одзив у зависности од модела струје модулације

Модел струје модулације као путујућег микроталаса, датог путем (5.14), омогућава детаљну динамичку анализу појачавача за произвољну модулациону учестаност. Међутим, као што је раније напоменуто, значај овог модела најчешће је видљив тек када су период електричне модулације и време простирања оптичког сигнала кроз активну област упоредиви. Још једна од предности детаљног модела струје модулације јесте и могућност одређивања везе између модулационог одзива SOA и коефицијента рефлексije микроталаса на крају електричног вода, дефинисаног као $\Gamma_L = (Z_L - Z_C) / (Z_L + Z_C)$, где су Z_L и Z_C импеданса оптерећења и карактеристична импеданса вода, респективно. У зависности од односа Z_L и Z_C , Γ_L може варирати у опсегу од -1 (кратко

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

спојено коло) до 1 (отворено коло). Уколико су импедансе упарене, $\Gamma_L = 0$, и микроталас који се простире уназад не постоји.

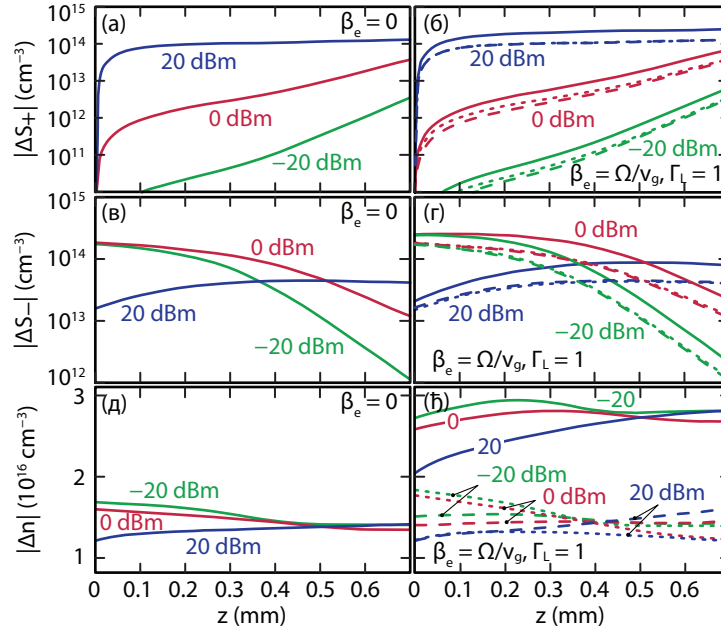
У наставку су упоређена два приступа у моделовању струје модулације:

1. тренутна униформна просторна расподела ($\beta_e = 0$), која одговара поједностављеном моделу електричног вода са концентрисаним параметрима, где је $J(z, t) = J(t) = \bar{J} + \Delta J \exp(i\Omega t)$, а $\Delta J = \Delta J_F + \Delta J_B = 0.1 \times \bar{J}$ и просторно је независно;
2. модел путујућег микроталаса дат путем (5.14), где је претпостављено да су брзине оптичког и електричног таласа упарене подешавањем карактеристичне импедансе вода, односно $v_e = v_g$, што даје константу простирања микроталаса $\beta_e = \Omega/v_g$.

Иако је систем (5.23), који описује расподеле малих сигнала густина фотона, изведен под претпоставком просторно зависних амплитуда малих сигнала микроталаса, те је погодан за урачунавање слабљења дуж микротракасте електроде, у наставку ће анализа бити спроведена сматрајући да је слабљење микроталаса занемарљиво. На овај начин биће могуће равноправно упоредити два наведена модела струје, те извести закључак да ли је, и када, прихватљиво користити поједностављени модел просторно независне струјне модулације. За амплитуде малих сигнала TMW претпоставља се $\Delta J_F = 0.1 \times \bar{J}$ и $\Delta J_B = \Gamma_L \Delta J_F$. Дискусија ће бити спроведена за два случаја коефицијента рефлексije микроталаса, наиме, упарене импедансе, $\Gamma_L = 0$, и отворено коло, $\Gamma_L = 1$. Случај кратко спојеног кола, $\Gamma_L = -1$, неће бити дискутован, будући да микроталас који се простире уназад уклања вишак носилаца наелектрисања обезбеђен унапред путујућим микроталасом. Нумерички модел потврђује значајну деградацију перформанси појачавача за $\Gamma_L = -1$ у односу на преостала два случаја, $\Gamma_L = 0$ и $\Gamma_L = 1$.

На сл. 5.8 приказане су просторне расподеле $|\Delta S_+|$, $|\Delta S_-|$ и $|\Delta n|$ дуж активне области RSOA, у случају просторно униформне ($\beta_e = 0$), сл. 5.8 (а), (в), (д), и TMW струјне модулације са упареним брзинама електричног и оптичког таласа ($\beta_e = \Omega/v_g$), сл. 5.8 (б), (г), (ђ), за три различите снаге улазног CW оптичког сигнала P_0 , и модулациону фреквенцију $f = 10 \text{ GHz}$. Поред укупних малих сигнала (пуне линије), резултати за TMW модулацију дати на сл. 5.8 (б), (г), (ђ), укључују и појединачне доприносе унапред (ΔJ_F) и уназад (ΔJ_B) путујуће компоненте микроталаса, за сваки од анализираних малих сигнала у RSOA. У случају TMW, претпостављено је $\Gamma_L = 1$, односно анализирано је отворено коло. Може се уочити да је допринос сваке од компонената микроталаса сваком модулу малих сигнала сличан, што потврђује претпоставку да је

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом



Слика 5.8: Просторна расподела модула малих сигнала у случају RSOA за (а), (б) унапред $|\Delta S_+|$, (в), (г) уназад $|\Delta S_-|$ путујуће густине фотона, и (д), (ђ) концентрације носилаца $|\Delta n|$ дуж активне области појачача која су резултат (а), (в), (д) униформне модулационе струје ($\beta_e = 0$), односно (б), (г), (ђ) TMW са усклађеним брзинама електричног и оптичког таласа ($\beta_e = \Omega/v_{gr}$, $v_e = v_g$) са коефицијентом рефлексије микроталаса од $\Gamma_L = 1$. У случају TMW, тачкасте линије представљају величине које су резултат ΔI_F , испрекидане описују величине које су резултат ΔI_B , док пуне представљају укупне мале сигнале. Резултати су дати за три различите снаге улазног CW оптичког сигнала $P_0 = \{-20, 0, 20\}$ dBm, модулациону фреквенцију $f = 10$ GHz, дужину активне области $L = 700$ μ m и струју поларизације $\bar{I} = 280$ mA.

неопходно урачунати оба смера простирања микроталаса.

Прорачунате просторне расподеле за мале сигнале квалитативно су сличне за оба модела струје модулације, иако се сами модели суштински разликују. За фреквенције које превазилазе 1 GHz, све до $v_e/(2\pi L)$, расподеле приказане на сл. 5.8 квалитативно остају исте. Додатно, за исти опсег фреквенција, фаза која одговара било ком од анализираних малих сигнала задржава готово униформну расподелу дуж појачача. Међутим, за ниже фреквенције, примера ради $f < 100$ MHz, просторне расподеле модула малих сигнала испољавају необичне особине. У овом случају, мали сигнали контрапропагирајућих густина фотона и густина носилаца наелектрисања, окарактерисани су малим доприносом свог имагинарног дела, што оставља простора да реални део доминантно одређује њихову просторну расподелу. Реални део ΔS_+ најпре трпи благ пад ка негативним вредностима, праћен порастом ка позитивним вредностима како се

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

z повећава. Оваква просторна зависност последица је осиромашења Δn на вредности мање од нуле близу улазне/излазне ивице RSOA услед снажног сигнала који путује уназад. Иако за $f < 100$ MHz просторне расподеле малих сигнала у великој мери подсећају на расподеле приказане на сл. 5.8, услед наглих промена знака њихових реалних делова дуж лонгитудиналне z -координате, јављају се усеци у просторним зависностима њихових модула. Када се модулациона фреквенција повећа изнад $v_e/(2\pi L)$, што у свим анализираним случајевима превазилази -3 dB пропусни опсег, постају видљиви ефекти интерференције између величина које су резултат контрапропагирајућих микроталаса. Ови ефекти се поново манифестују кроз усеке у просторним зависностима $|\Delta n|$, али је механизам одговоран за њихов настанак фундаментално другачији у поређењу са усецима који се јављају на ниским учестаностима.

Може се приметити да $|\Delta S_+|$ монотono расте са z , сл. 5.8 (а)-(б), при чему пораст снаге улазног CW сигнала доводи до подизања комплетне расподеле $|\Delta S_+|$ ка вишим вредностима. Оваква просторна расподела подсећа на расподелу стационарних густина фотона унапред путујућег таласа у случају ниских или умерених снага P_0 , сл. 4.4 (д), док у случају високих снага P_0 , расподеле стационарних густина фотона опадају са порастом координате, те се разликују од расподела малих сигнала. Пораст, а затим нагло засићење $|\Delta S_+(z)|$ за високе снаге улазног CW сигнала, сл. 5.8 (а)-(б) за $P_0 = 20$ dBm, догађа се услед нехомогеног осиромашења носилаца \bar{n} проузрокованог снажним CW оптичким сигналом, чија је снага максимална у близини улазне ивице, а опада како се сигнал креће ка високо-рефлексионој ивици. Са друге стране, услед занемареног слабљења дуж микротракасте електроде, струјна модулација и инјекција носилаца у активну област RSOA приближно је равномерна дуж појачавача, чак и у случају TMW модулације на $f = 10$ GHz, која је приметно испод граничне учестаности $v_e/(2\pi L) \approx 17.6$ GHz за активну област дужине $L = 700$ μ m. Смањена вредност стационарне концентрације носилаца \bar{n} у делу појачавача ближе улазној ивици дозвољава компоненти малог сигнала $|\Delta n|$, а затим и $|\Delta g|$, да игра значајнију улогу у обликовању просторне зависности густина фотона. Стога се $|\Delta S_+|$ у близини улазне ивице RSOA нагло појачава, а како допринос вишка наелектрисања $|\Delta n|$ постаје мање значајан са порастом z , $|\Delta S_+|$ не може наставити да се појачава, али може компензовати губитке унутар активне области и одржати ниво постигнут недалеко од улазне ивице, као што се види са сл. 5.8 (а)-(б).

Расподела $|\Delta S_-|$ расте како z -координата опада за ниске и умерене оптичке снаге улазног сигнала, сл. 5.8 (в)-(г), и улази у засићење у близини излазне

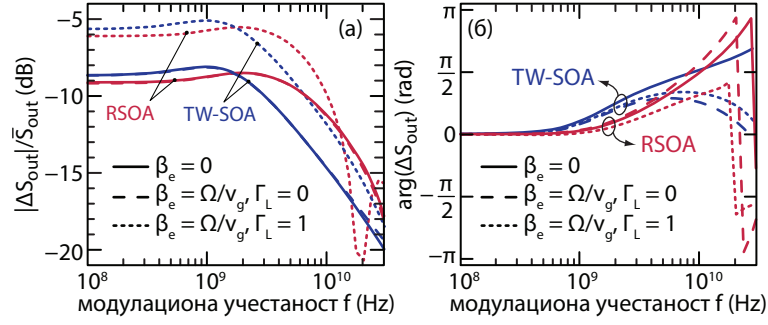
5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

ивице, слично као у случају просторних расподела стационарних густина фотона, сл. 4.4 (ђ). У случају ниских и умерених P_0 , оптички сигнал који се простире унапред сувише је слаб да би довео до значајног осиромашења носилаца. Када се ионако високој стационарној вредности концентрације \bar{n} дода вишак носилаца $|\Delta n|$ доведен модулационом струјом, преостаје довољно неискоришћених носилаца да обезбеди високо материјално појачање за већ појачани оптички сигнал који путује уназад. Уколико уназад путујући сигнал достигне висок интензитет како се приближава излазној ивици, може доћи до значајнијег осиромашења носилаца и последично сатурације. Може се уочити са сл. 5.8 (в)-(г) да умерене снаге на улазу (0 dBm) обезбеђују максимално $|\Delta S_-|$ на излазној ивици појачавача, што се може приписати оптималном односу између осиромашења носилаца и појачања сигнала. Исти ефекат примећен је и у случају стационарних расподела \bar{S}_- , сл. 4.4 (ђ). Када је P_0 високо, поред значајног осиромашења стационарном компонентом унапред путујућег сигнала, \bar{S}_+ , $|\Delta S_+|$ троши преостале носиоце обезбеђене модулационом струјом, остављајући материјално појачање на ниском нивоу, посебно у близини улазне/излазне ивице. Ово даље доводи до пада $|\Delta S_-|$, пошто више није могуће компензовати губитке у близини високо-рефлексионе ивице, и надаље слабљења како сигнал путује назад ка улазној ивици, где наилази на значајно осиромашену област RSOA.

Просторна расподела $|\Delta n|$, сл. 5.8 (д)-(ђ) испољава сличну зависност од координате као и њена стационарна компонента, $\bar{n}(z)$, сл. 4.4 (г), достижући ниже вредности са порастом P_0 и обратно. Исти закључак може се донети и анализом (5.22). Основни параметар који обликује $|\Delta n(z)|$ јесу мали сигнали контрапропагирајућих густина фотона, који према (5.22) доводе до пада $|\Delta n|$ како $|\Delta S_+ + \Delta S_-|$ расте. Слика 5.8 јасно показује да су просторне расподеле $|\Delta n|$, $|\Delta S_+|$ и $|\Delta S_-|$ у сагласности.

Поређење модулационих одзива за два модела струје модулације, униформну и TMW, приказано је на сл. 5.9, за TW- и RSOA. Резултати откривају да се за оба типа појачавача нормиране амплитудске карактеристике поклапају за два анализирана модела струјне модулације, наиме, $\beta_e = 0$ и $\beta_e = \Omega/v_g$ када рефлексија на крају електричног вода не постоји ($\Gamma_L = 0$). Сличан закључак може се извести за било коју струју поларизације \bar{I} , снагу P_0 или дужину L . За оба типа SOA, TMW модулација са рефлексијом ($\Gamma_L = 1$) доводи до пораста нормираних излазних малих сигнала густина фотона за приближно 3 dB на нижим фреквенцијама. Двострука вредност $|\Delta S_{\text{out}}|$ у сагласности је са теоријским моделом, који предвиђа да су подједнако битни доприноси оба контрапропагирајућа микроталаса, који су за ниске фреквенције готово униформних

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом



Слика 5.9: Поређење модулационих одзива за различите моделе струје модулације. Фреквенцијска зависност (а) релативне амплитуде, $|\Delta S_{\text{out}}|/\bar{S}_{\text{out}}$ (dB), и (б) фазе, $\arg(\Delta S_{\text{out}})$ (rad), излазних малих сигнала густина фотона у случају TW-SOA, $\Delta S_{\text{out}} = \Delta S_+(L, f)$, $\bar{S}_{\text{out}} = \bar{S}_+(L)$, и RSOA, $\Delta S_{\text{out}} = \Delta S_-(0, f)$, $\bar{S}_{\text{out}} = \bar{S}_-(0)$, за $L = 700 \mu\text{m}$, $I = 280 \text{ mA}$ и $P_0 = -10 \text{ dBm}$.

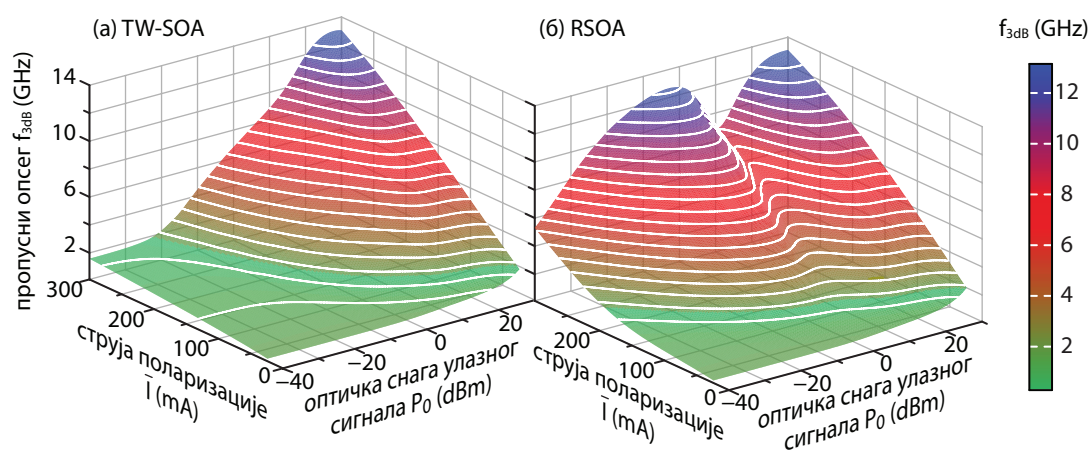
расподела дуж активне области појачавача, а за $\Gamma_L = 1$ истих амплитуда малих сигнала, $\Delta J_B = \Delta J_F$.

За разлику од TW-SOA, у случају RSOA са рефлексијом микроталаса, примећује се бржи пад амплитудске карактеристике и осцилаторно понашање одзива за фреквенције изнад $f_{\text{зdB}}$, сл. 5.9 (а). Поменуте осцилације резултат су деструктивне интерференције микроталаса и постају израженије како се дужина активне области SOA повећава, услед неуниформне расподеле струје. Овај ефекат не треба мешати са осцилацијама које су последица неусаглашености брзина оптичког и електричног таласа, примећених у литератури код TW-SOA [149, 151].

Фазна карактеристика за оба типа SOA, сл. 5.9 (б), испољава умерен и стабилан пораст за фреквенције до $f_{\text{зdB}}$. За фреквенције које су изнад $f_{\text{зdB}}$, што типично није радна област појачавача, фаза или наставља да расте, или почиње да опада, у зависности од типа SOA и модела струје модулације. Услед ограничења опсега вредности за фазу на $[-\pi, \pi]$, сваки пораст фазе изнад π праћен је наглим падом од -2π и даљим растом, као у случају RSOA за $\beta_e = 0$, као и за $\beta_e = \Omega/v_g$ и $\Gamma_L = 0$. Опадање фазе може бити умерено, као за TW-SOA и TMW модулациону струју, или нагло, као у случају RSOA са $\Gamma_L = 1$. Нагли пад од π , сл. 5.9 (б), означава промену знака ΔS_- , што се на сл. 5.9 (а) уочава као усек на амплитудској карактеристици. Знакови који се смењују доводе до претходно дискутоване деструктивне интерференције и осцилаторног карактера амплитудске карактеристике RSOA.

На основу изложених резултата, може се закључити да је у случају усклађених брзина оптичког и електричног таласа, као и усклађене импедансе опте-

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом



Слика 5.10: Зависност пропусног опсега $f_{3\text{dB}}$ од оптичке снаге улазног CW сигнала P_0 и струје поларизације \bar{I} за (а) TW-SOA, и (б) RSOA, у случају $\beta_e = 0$ и $L = 600 \mu\text{m}$.

рећења са карактеристичном импедансом електричног вода, за фреквенције до $f_{3\text{dB}}$ могуће користити поједностављени модел униформне струје, који обезбеђује готово исте резултате као и значајно сложенији TMW модел.

Оптимизација радних услова

Када се SOA користи у модулационе сврхе, посебно када је у питању модулација малим сигнаlima, најчешћи избор за режим рада и TW- и RSOA јесте режим засићења – како у експерименталним поставкама, тако и у теоријској анализи [178–180]. Међутим, у литератури се могу наћи и резултати који упућују на то да режим засићења не мора бити једини који је адекватан за примену RSOA у модулационе сврхе [181, 182]. Додатно, примећен је пораст пропусног опсега са порастом струје поларизације [179, 182]. Стога је важно утврдити оптималне радне услове за максимални пропусни опсег, као и разлике које постоје између TW- и RSOA.

Зависност пропусног опсега од снаге улазног CW оптичког сигнала и стационарне компоненте струје за $\beta_e = 0$ и $L = 600 \mu\text{m}$ приказана је на сл. 5.10. Може се приметити да $f_{3\text{dB}}$ достиже супремум за високо P_0 и високо \bar{I} , за оба типа појачавача, TW- и RSOA, што је потврђено експерименталним резултатима [179, 182]. Даље повећање P_0 и \bar{I} , изван опсега приказаних на сл. 5.10, најчешће води ка повећању пропусног опсега, што, међутим, није релевантно са становишта практичне примене – повећање P_0 води у дубоко засићење и стога негативно трансмисионо појачање, док се повећањем \bar{I} може доћи у режим рада

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

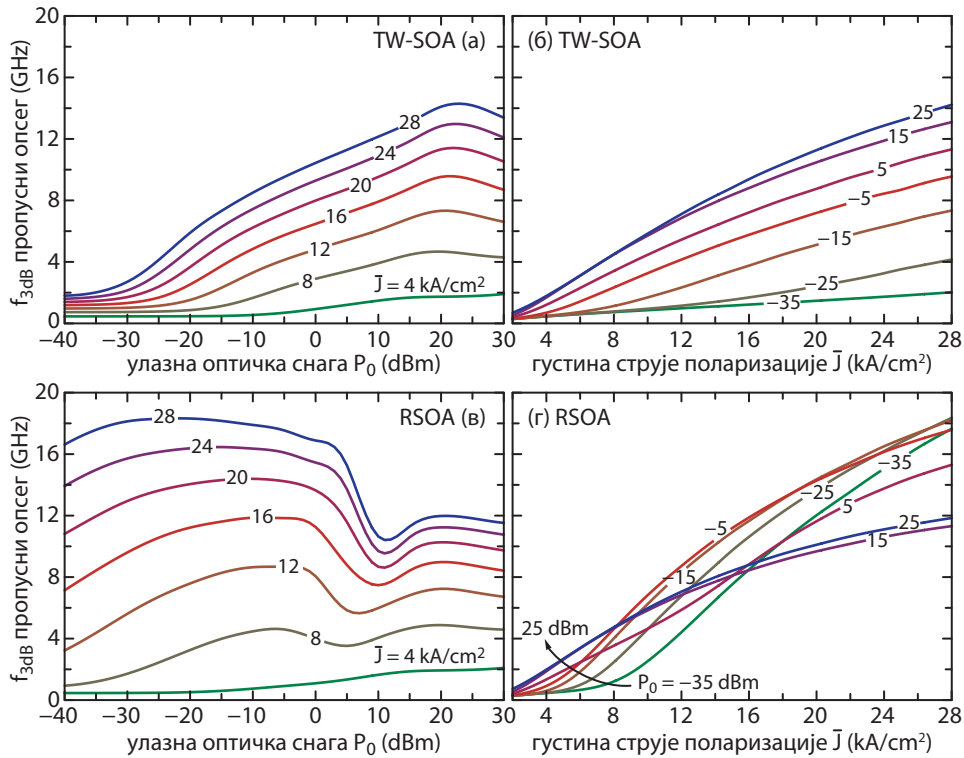
за који није гарантована дуготрајна стабилност појачавача. Насупрот TW-SOA, сл. 5.10 (а), RSOA испољава значајно веће $f_{3\text{dB}}$ за ниске и умерене снаге P_0 , до 10 dBm, сл. 5.10 (б). Овај резултат имплицира да је код RSOA могуће бирати један од два радна режима који обезбеђују висок пропусни опсег, што није случај код TW-SOA.

Током дискусије резултата датих на сл. 5.8, наглашено је да ниске (-20 dBm) до умерене (0 dBm) снаге улазног оптичког сигнала могу довести до оптималних услова за појачање стационарних компоненти и малих сигнала густина фотона, будући да оптички сигнал доводи до скромне потрошње носилаца приликом простирања унапред, остављајући материјално појачање на високом нивоу за сигнал који се простире уназад. Спречавање значајног осиромашења носилаца омогућава појачање сигнала у оба смера простирања, доводећи до високих вредности збира стационарних компоненти густина фотона, као и концентрације носилаца, при чему је њихова просторна расподела готово униформна. Као резултат, реални део имениоца γ_{\pm} се повећава, (5.24), чинећи γ_{\pm} мање осетљивим на варијацију имагинарног дела, зависног од модулационе учестаности. Како се γ_{\pm} споро мења са f , исто важи и за мале сигнале контрапропагирајућих густина фотона, те је потребно веће f за значајан пад $|\Delta S_{-}(0, f)|$. Последице, само довољно високе учестаности могу утицати на γ_{\pm} , што имплицира да ће се јавити максимум у пропусном опсегу уназад путујућег малог сигнала.

На сл. 5.11, приказана је зависност пропусног опсега од радних услова појачавача за TW- и RSOA са активном облашћу дужине $L = 800 \mu\text{m}$, израчунату применом модела TMW у ком брзине оптичког и електричног таласа нису упарене, $v_e \neq v_g$. Анализа је спроведена за брзину микроталаса од $v_e = 4.6 \times 10^7 \text{ m/s}$ [148] и под претпоставком да су импеданса оптерећења и карактеристична импеданса вода упарене, што даје коефицијент рефлексije микроталаса на крају вода $\Gamma_L = 0$.

Поређењем два типа SOA, наиме, TW-SOA, сл. 5.11 (а), (б), и RSOA, сл. 5.11 (в), (г), може се приметити да RSOA, не само да обезбеђује већи пропусни опсег, већ то чини за значајно шире опсеге оптичких снага улазних сигнала, као што је закључено и анализом сл. 5.10. Показује се да модел модулационе струје, иако квантитативно утиче на резултате, не доводи до битно другачијих закључака приликом квалитативне анализе. Као што је раније примећено, код оба типа SOA долази до пораста $f_{3\text{dB}}$ са повећањем стационарне компоненте густине струје, али се понашање са променом P_0 значајно разликује. У случају TW-SOA, пропусни опсег расте са P_0 , достижући максимум у дубокој сатурацији, за оптичке снаге између 20 и 25 dBm. Насупрот њему, RSOA испољава

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом

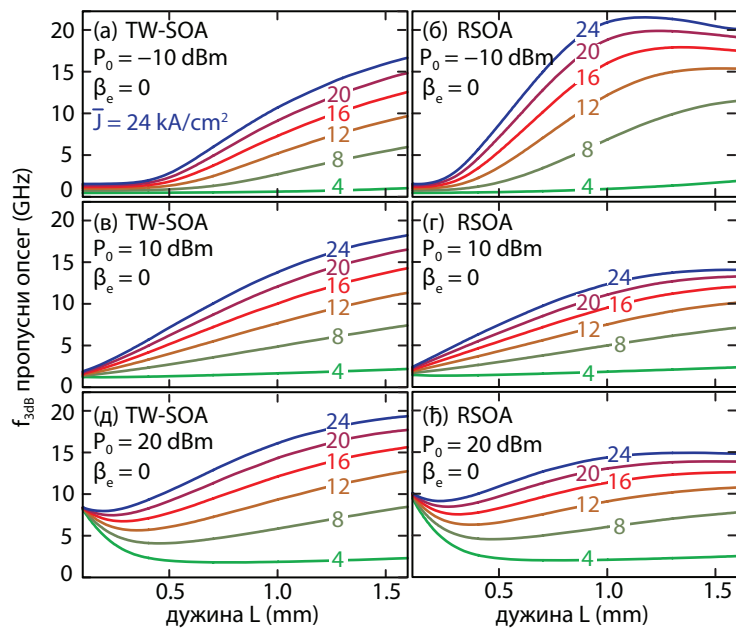


Слика 5.11: Зависност пропусног опсега $f_{3\text{dB}}$ од (а), (в) оптичке снаге улазног CW сигнала P_0 (dBm), и (б), (г) густине струје поларизације \bar{J} (kA/cm^2) за (а), (б) TW -SOA и (в), (г) RSOA, за активну област дужине $L = 800 \mu\text{m}$. Модулациона струја моделована је као TMW брзине $v_e = 4.6 \times 10^7 \text{ m/s}$, са коефицијентом рефлексије на крају електричног вода $\Gamma_L = 0$.

два максимума, тиме обезбеђујући избор између два радна режима, један за ниске снаге улазног сигнала и високо трансмисионо појачање, а други у дубокој сатурацији. Коначно, треба напоменути да максимуми за ниску и високу снагу код RSOA могу заменити места према изражености.

Основна разлика у квалитативној анализи резултата добијених применом униформног и TMW модела модулационе струје јесте да повећање P_0 заправо након извесне вредности престаје да повећава пропусни опсег. Опадање $f_{3\text{dB}}$ са порастом P_0 није било могуће уочити служећи се униформним моделом струје. Међутим, како је у питању опсег снага у ком се појачавач најчешће не користи због сувише ниског трансмисионог појачања, може се закључити да униформни модел струје задовољавајуће квалитативно описује зависност $f_{3\text{dB}}$ од радних услова у типичним радним режимима SOA.

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом



Слика 5.12: Зависност пропусног опсега $f_{3\text{dB}}$ од дужине активне области L у случају (а), (в), (д) *TW-SOA*, и (б), (з), (ђ) *RSOA*, за оптичке снаге улазног сигнала P_0 од (а), (б) -10 dBm, (в), (з) 10 dBm, и (д), (ђ) 20 dBm и густине струје поларизације \bar{J} од 4 до 24 kA/cm².

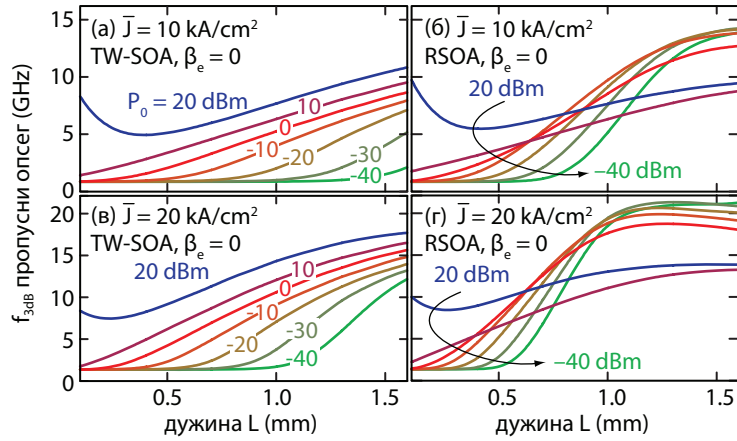
Оптимизација дужине активне области

Корелација између дужине активне области SOA и његовог модулационог одзива већ је привукла одређену пажњу у теоријској анализи *TW-SOA*, где је пораст $f_{3\text{dB}}$ примећен како за О/О [28, 183–185], тако и за Е/О [149] модулацију. Стога је у наставку спроведена анализа модулационог одзива за појачаваче са различитим дужинама активних области у циљу утврђивања везе између $f_{3\text{dB}}$ и L и испитивања могућности за оптимизацију дужине активне области тако да се постигне максималан пропусни опсег.

Слике 5.12 и 5.13 приказују зависност $f_{3\text{dB}}$ пропусног опсега од дужине SOA L за униформни модел модулационе струје, $\beta_e = 0$, и различите густине струје поларизације и оптичке снаге улазног сигнала. Резултати су дати за густине струје до $\bar{J} = 24$ kA/cm², вредности блиске често усвојеном максимуму за дуго-трајни стабилни рад SOA.

Са сл. 5.12 може се уочити да је пропусни опсег углавном већи за SOA са већом дужином активне области, иако зависност $f_{3\text{dB}}$ од L може имати и максимум и минимум, у зависности од радних услова. У случају *TW-SOA* за ниске и умерене оптичке снаге, сл. 5.12 (а), (в), примећује се да пропусни опсег расте са L , полако, али стабилно, што је примећено и у [149]. Са друге

5.2. Модел малих сигнала са струјом као микроталасом



Слика 5.13: Зависност пропусног опсега $f_{3\text{dB}}$ од дужине активне области L у случају (а), (в) TW-SOA, и (б), (г) RSOA, за густине струје поларизације \bar{J} од (а), (б) 10 kA/cm^2 , и (в), (г) 20 kA/cm^2 , и оптичке снаге улазног сигнала P_0 од -40 до 20 dBm .

стране, за $P_0 = -10 \text{ dBm}$ код RSOA, уочава се приметно другачије понашање $f_{3\text{dB}}(L)$, сл. 5.12 (б), где $f_{3\text{dB}}$ најпре брзо расте са повећањем L до вредности које превазилазе оне које може постићи TW-SOA, при чему достиже максимум пропусног опсега за оптималну дужину, праћен благим падом $f_{3\text{dB}}$. Показује се да се оптимална дужина помера ка мањим вредностима како \bar{J} расте, сл. 5.12 (б). Откриће постојања оптималне дужине за коју $f_{3\text{dB}}$ испољава максимум може послужити као смерница при дизајну појачавача и одабиру радног режима. Оваква зависност $f_{3\text{dB}}(L)$ може бити објашњена анализом стационарних вредности густине фотона и носилаца. Како за ниске снаге улазног сигнала SOA није осиромашен, \bar{n} је на високом нивоу, те двоструки пролазак оптичког сигнала кроз активну област RSOA доводи до веће стационарне густине фотона у поређењу са TW-SOA. Стога је и утицај f на γ_{\pm} од мањег значаја код RSOA, што оставља излазне мале сигнале густина фотона на високом нивоу, чак и за високе учестаности f . Повећање дужине L обезбеђује значајно појачање стационарних компоненти и малих сигнала густина фотона, доводећи до великих вредности $f_{3\text{dB}}$. Како код RSOA даље повећање L доводи до интензивног појачања густина фотона, следи осиромашење носилаца и последично смањено појачање оптичког сигнала, коначно резултујући потиснутим $|\Delta S_-|$ и нижим пропусним опсегом. Коначно, закључује се да ће се јавити максимум $f_{3\text{dB}}$ за оптималну дужину, сл. 5.12 (б), која истовремено обезбеђује велико појачање \bar{S}_{\pm} и $|\Delta S_{\pm}|$, без значајног осиромашења носилаца, у било ком делу активне области.

Како се SOA приближава режиму засићења, за $P_0 = 10 \text{ dBm}$, сл. 5.12 (в)-(г),

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA

\bar{n} опада близу вредности транспаренције, те двоструки пролазак сигнала кроз активну област у RSOA нема видљив утицај на пропусни опсег, у поређењу са једноструким проласком код TW-SOA. Пораст $f_{зав}$ са L и даље постоји, али, за ниске и умерене вредности \bar{J} , разлика између пропусних опсега TW- и RSOA није значајна. За високе вредности \bar{J} и дужине изнад 1 mm, RSOA испољава ниже $f_{зав}$ у поређењу са TW-SOA, што је последица осиромашења \bar{n} . Даљи пораст P_0 на 20 dBm, сл. 5.12 (д)-(ђ), открива минимум у зависности $f_{зав}(L)$. Минимум је последица баланса између велике улазне вредности густине фотона услед велике снаге оптичког сигнала на улазу у SOA, и значајног осиромашења носилаца, које доводи до слабљења оптичког сигнала. Појачавачи са кратком активном облашћу не дозвољавају сигналу да значајно ослаби, и задржавају реални део γ_{\pm} довољно високим, тако да утицај f није велики. Како L расте, сигнал више слаби, док су носиоци и даље интензивно осиромашени, омогућавајући имагинарном делу у имениоцу γ_{\pm} да преузме водећу улогу, односно осетљивост малих сигнала густина фотона на повећање f сада је већа. Описани процес се наставља до тренутка када, због велике дужине, SOA добија прилику да се опорави од значајног осиромашења, те реални део γ_{\pm} поново постаје важан, чиме се обезбеђује скроман пораст $f_{зав}$.

На сл. 5.13 дати су резултати за две различите густине струје поларизације. Резултати откривају пораст $f_{зав}$ када се примени веће \bar{J} , за оба типа појачавача. Повећањем дужине, повећава се и $f_{зав}$ код TW-SOA, обезбеђујући максималне вредности за највеће P_0 , сл. 5.13 (а), (в). Са друге стране, за RSOA, снага улазног CW сигнала која обезбеђује максимални пропусни опсег зависи од дужине активне области појачавача, сл. 5.13 (б), (г). За релативно кратке активне области RSOA ($L < 600 \mu\text{m}$) максимални пропусни опсег постиже се за највеће анализирано P_0 , док у случају дуге активне области RSOA ($L > 900 \mu\text{m}$), пропусни опсег испољава максимум за ниже P_0 , а затим опада са порастом P_0 . Тиме је потврђен закључак да кратки појачавачи не дозвољавају значајно осиромашење носилаца и слабљење сигнала, чиме се одржава утицај реалног дела γ_{\pm} на одзив и умањује утицај који има f на излазне мале сигнале густина фотона. Како L расте, ниже P_0 је потребно да би реални део у имениоцу γ_{\pm} остао велики и тиме обезбедио висок пропусни опсег.

5.3 Модел малих сигнала за транспарентни SOA

Транспарентни SOA честа је тема у литератури која се бави динамичком анализом SOA као карактеристични пример радних услова под којима је могуће

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA

одредити аналитички израз за -3dB Е/О пропусни опсег [117, 149, 177]. Под транспарентношћу, подразумева се да је стационарно модално појачање једнако унутрашњим губицима таласовода, $\Gamma\bar{g} = \bar{\alpha}_i$, што имплицира да стационарна густина фотона остаје непромењена током простирања сигнала. Међутим, чак и у овим условима, аналитичко решење за пропусни опсег није могуће одредити без извесног броја претпоставки и апроксимација које поједностављују проблем.

5.3.1 Оквир модела

Рад појачавача у транспаренцији, отвара могућност за увођење одређеног броја претпоставки о концентрацији носилаца и густинама фотона контрапропагирајућих сигнала које умногоме могу олакшати одређивање аналитичких израза за граничне учестаности TW- и RSOA. Наиме, како је појачавач у за-сићењу, може се сматрати да допринос спонтане емисије није значајан, што потврђује и сл. 4.6. Са друге стране, носиоци су осиромашени, сл. 4.4 и 4.5, те чланови вишег реда n у полиному који описује спонтану рекомбинацију могу бити занемарени. Уколико се додатно претпостави да струја поларизације није превише висока, снага улазног сигнала која ће омогућити рад у режиму транспаренције неће бити довољна да покрене механизам нелинеарног потискивања појачања. Коначно, у Поглављу 5.2.3 показано је да униформна расподела модулационе струје може обезбедити резултате у класи тачности са TMW моделом, док год су радне учестаности мање од $f_{3\text{dB}}$, а брзине електричног и оптичког таласа усклађене.

Имајући наведено у виду, у анализи која ће бити спроведена у наставку, уводе се следеће претпоставке [117]:

1. нелинеарно потискивање појачања могуће је занемарити, $\varepsilon\bar{S}_\Sigma \ll 1$;
2. допринос ASE шума сигналу је занемарљив, $\beta_{\text{sp}} \approx 0$;
3. потрошња носилаца спонтаном рекомбинацијом описује се помоћу времена живота носилаца, τ_s ;
4. сматра се да електрична струја тренутно постиже униформну расподелу дуж електроде, односно претпоставља се да мали сигнал густине струје не зависи од просторне координате, $\Delta J(z) = \Delta J$.

Узимајући у обзир претходно излистане претпоставке, систем једначина који описује динамику сигнала и носилаца наелектрисања може бити изведен полазећи од (5.12)-(5.13) и гласи

$$\pm \frac{\partial S_\pm}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial S_\pm}{\partial t} = (\Gamma g - \alpha_i) S_\pm, \quad (5.26)$$

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA

$$\frac{dn}{dt} = \frac{J}{qH} - \frac{n}{\tau_s} - v_g g S_\Sigma. \quad (5.27)$$

Претпостављајући да је густина струје дата у општем облику (5.14), односно $J(z, t) = J(t) = \bar{J} + \Delta J \exp(i\Omega t)$, систем (5.26)-(5.27) може бити распрегнут на систем стационарних и систем једначина малих сигнала. Након линеаризације, односно занемаривања свих малих величина реда већег од један, може се доћи до малог сигнала густине носилаца, који има облик сличан (5.22)

$$\Delta n = \frac{\Delta J / (qH) - v_g \bar{g} (\Delta S_+ + \Delta S_-)}{1/\tau_s + v_g g_0 / \bar{n} \cdot \bar{S}_\Sigma + i\Omega}, \quad (5.28)$$

док систем једначина путујућег таласа, написан по малим сигналама густина фотона гласи

$$\pm \frac{d\Delta S_\pm}{dz} = \frac{\Gamma \gamma_\pm}{qH v_g} \Delta J + \left(\Gamma \bar{g} - \bar{\alpha}_i - i \frac{\Omega}{v_g} \right) \Delta S_\pm - \Gamma \bar{g} \gamma_\pm (\Delta S_\pm + \Delta S_\mp), \quad (5.29)$$

где

$$\gamma_\pm = \frac{v_g (g_0 / \bar{n} - K_1)}{1/\tau_s + v_g g_0 / \bar{n} \cdot \bar{S}_\Sigma + i\Omega} \bar{S}_\pm, \quad (5.30)$$

има сличан смисао као γ -параметар дефинисан путем (5.24). Иако систем дат помоћу (5.29) може бити решен аналитички, сложеност решења не оставља довољно простора за разумевање утицаја појединих параметара на модулациони одзив и онемогућава одређивање Ω_{3dB} у затвореном аналитичком облику.

5.3.2 Услов транспаренције

Одабир транспаренције као радног режима намеће стационарне вредности густине носилаца и фотона, у зависности од материјалних и структурних параметара SOA, односно његових радних услова. На основу $\Gamma \bar{g} = \bar{\alpha}_i$ може се одредити густина носилаца

$$\bar{n} = -\frac{g_0}{K_1} W_L \left[-\frac{K_1 n_{tr}}{g_0} \exp \left(\frac{K_0}{\Gamma g_0} \right) \right], \quad (5.31)$$

где $W_L(x)$ означава Ламберову (нем. *Johann Heinrich Lambert*) W функцију. Наметање услова транспарентности у стационарни облик (5.26), даје $dS_\pm/dz = 0$, одакле следи да је стационарна густина фотона независна од просторне координате и дефинисана само граничним условима. За оба типа појачавача, TW- и RSOA, густина фотона стационарног сигнала који путује унапред \bar{S}_+ биће једнака густини фотона улазног сигнала S_0 , док ће густина фотона сигнала који

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA

путује уназад бити или нула, за TW-SOA, или $\bar{S}_- = R_2 \bar{S}_+ = R_2 S_0$, у случају RSOA. Сменом \bar{S}_\pm у стационарни облик (5.27) може се доћи до везе између стационарне компоненте густине струје поларизације и густине фотона улазног сигнала за коју је испуњен услов транспаренције

$$S_0 = \frac{1}{v_g g_0 \ln(\bar{n}/n_{tr})(1 + R_2)} \left(\frac{\bar{J}}{qH} - \frac{\bar{n}}{\tau_s} \right). \quad (5.32)$$

Поред максималне вредности густине струје, диктиране дугорочним стабилним радом SOA, (5.32) даје ограничење у погледу минималне струје која може обезбедити транспаренцију, односно компензовати губитке унутар таласовода, $\bar{J}_{\min} = qH\bar{n}/\tau_s$, будући да густина фотона улазног сигнала не може бити негативна.

Увођење услова транспарентности у (5.29) доводи до

$$\pm \frac{d\Delta S_\pm}{dz} = \frac{\Gamma\gamma_\pm}{qHv_g} \Delta J - i \frac{\Omega}{v_g} \Delta S_\pm - \Gamma\bar{g}\gamma_\pm (\Delta S_\pm + \Delta S_\mp). \quad (5.33)$$

Додатно, константне вредности \bar{n} и \bar{S}_\pm резултују просторно независним γ -параметром, одакле следи да је (5.33) систем диференцијалних једначина првог реда са константним коефицијентима. Излазни мали сигнал густине фотона TW-SOA има следећи облик

$$\Delta S_+(L) = \frac{\Gamma\gamma_+}{qHv_g} \Delta J \frac{1 - \exp[-(\Gamma\bar{g}\gamma_+ + i\Omega/v_g)L]}{\Gamma\bar{g}\gamma_+ + i\Omega/v_g}, \quad (5.34)$$

док је у случају RSOA излазни мали сигнал густине фотона

$$\begin{aligned} \Delta S_-(0) = & 2R_2 \frac{\Gamma\gamma_+}{qHv_g} \Delta J \times \left\{ \frac{1 + 3R_2}{2} \Gamma\bar{g}\gamma_+ + i \frac{\Omega}{v_g} \right. \\ & + \sqrt{\left(\frac{1 - R_2}{2} \Gamma\bar{g}\gamma_+ \right)^2 + \left[(1 + R_2) \Gamma\bar{g}\gamma_+ + i \frac{\Omega}{v_g} \right] i \frac{\Omega}{v_g}} \\ & \left. \times \coth \left[L \sqrt{\left(\frac{1 - R_2}{2} \Gamma\bar{g}\gamma_+ \right)^2 + \left[(1 + R_2) \Gamma\bar{g}\gamma_+ + i \frac{\Omega}{v_g} \right] i \frac{\Omega}{v_g}} \right] \right\}^{-1}. \end{aligned} \quad (5.35)$$

5.3.3 Аналитички изрази за пропусни опсег

Као што је раније дискутовано, γ -параметар у многоме утиче на модулациони одзив SOA за мале сигнале кроз своју зависност од модулационе учестаности Ω . За нулту учестаност, γ_\pm постаје чисто реалан параметар, док за високе учестаности, близу Ω_{3dB} и више, може се апроксимирати чисто имагинарном

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA

величином, претпостављајући да је $1/\tau_s + v_g g_0/\bar{n} \cdot \bar{S}_\Sigma \ll \Omega_{3\text{dB}}$

$$\gamma_{\pm}|_{\Omega \rightarrow \Omega_{3\text{dB}}} \approx v_g (g_0/\bar{n} - K_1) \bar{S}_{\pm}/(i\Omega). \quad (5.36)$$

Како би били изведени аналитички изрази за $\Omega_{3\text{dB}}$, неопходно је најпре одредити $|\Delta S_{\text{out}}(\Omega)|$ у околини граничне учестаности, $\Omega \rightarrow \Omega_{3\text{dB}}$, а затим применити услов $|\Delta S_{\text{out}}(\Omega_{3\text{dB}})/\Delta S_{\text{out}}(0)| = 1/2$. Током извођења $|\Delta S_{\text{out}}(\Omega)|$, све тригонометријске функције које фигуришу у изразима, наиме, $\sin(x)$ за $x \rightarrow 0$ у случају TW-SOA, односно $\coth(x)$ за $x \rightarrow 0$ код RSOA, апроксимирају се првим члановима развоја у Маклоренов (енг. *Colin Maclaurin*) полином, $\sin(x) \approx x$, и $\coth(x) \approx x^{-1}$, респективно. На овај начин се долази до упрошћених облика (5.34) и (5.35) у околини $\Omega_{3\text{dB}}$. За TW-SOA, модуо малог сигнала излазне густине фотона износи

$$|\Delta S_+(L)| |_{\Omega \rightarrow \Omega_{3\text{dB}}} \approx \frac{\Gamma \Delta J}{qH} \left(\frac{g_0}{\bar{n}} - K_1 \right) L \frac{S_0}{\Omega}, \quad (5.37)$$

док је у случају RSOA

$$|\Delta S_-(0)| |_{\Omega \rightarrow \Omega_{3\text{dB}}} \approx 2R_2 \frac{\Gamma \Delta J}{qH} \left(\frac{g_0}{\bar{n}} - K_1 \right) L \frac{S_0}{\Omega}. \quad (5.38)$$

Коначно, применом услова $|\Delta S_{\text{out}}(\Omega_{3\text{dB}})/\Delta S_{\text{out}}(0)| = 1/2$, долази се до израза за -3dB пропусни опсег, под претпоставком рада појачавача у транспаренцији. За TW-SOA важи

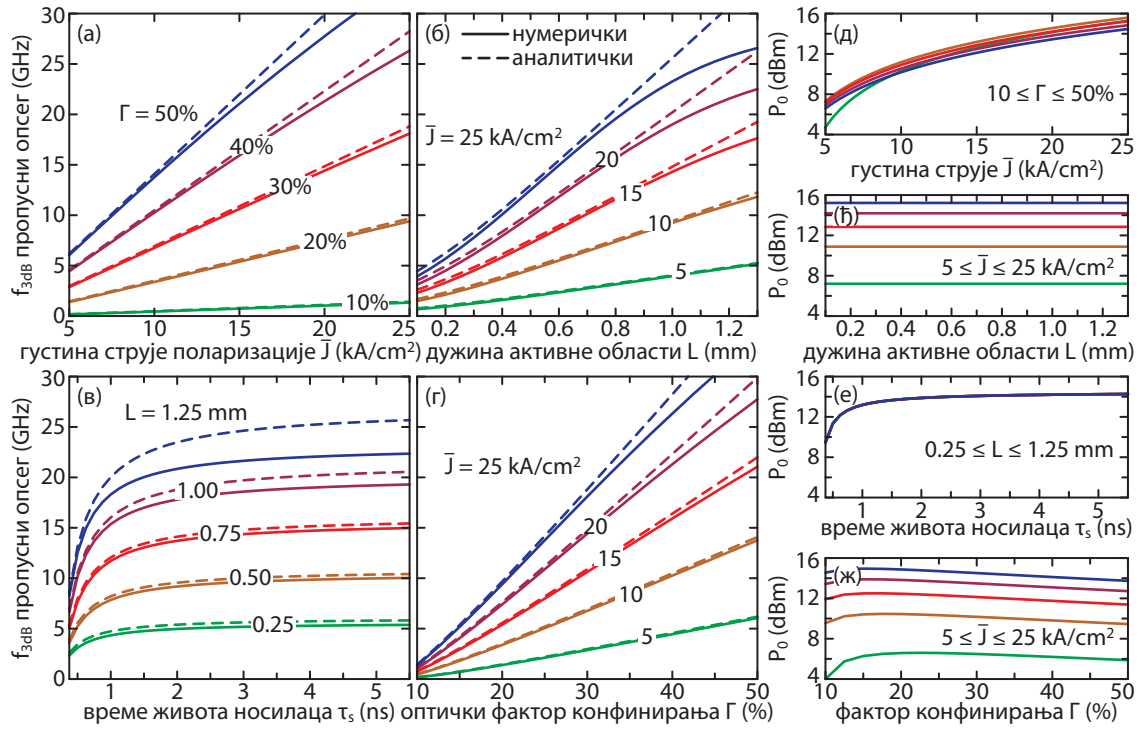
$$\begin{aligned} \Omega_{3\text{dB}} &= \Gamma g_0 \ln \left(\frac{\bar{n}}{n_{\text{tr}}} \right) L v_g \left(\frac{g_0}{\bar{n}} - K_1 \right) S_0 \\ &\times \left\{ 1 + \coth \left[\Gamma g_0 \ln \left(\frac{\bar{n}}{n_{\text{tr}}} \right) \frac{L}{2} \frac{v_g (g_0/\bar{n} - K_1) S_0}{1/\tau_s + v_g g_0/\bar{n} \cdot S_0} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (5.39)$$

док је у случају RSOA

$$\Omega_{3\text{dB}} = 2 \left[\frac{1}{\tau_s} + v_g \frac{g_0}{\bar{n}} (1 + R_2) S_0 \right] + (1 + 3R_2) \Gamma g_0 \ln \left(\frac{\bar{n}}{n_{\text{tr}}} \right) L v_g \left(\frac{g_0}{\bar{n}} - K_1 \right) S_0. \quad (5.40)$$

Последњи израз у сагласности је са оним који се може наћи у [177] под претпоставком да се RSOA налази у режиму транспаренције, у погледу квалитативне зависности пропусног опсега од густине фотона улазног сигнала, S_0 , времена живота носилаца, τ_s , и диференцијалног појачања, g_0/\bar{n} . Разлике између (5.40) и израза у [177] потичу од различитих модела коришћених за материјално појачање, $g(n)$, и унутрашње губитке активне области, $\alpha_i(n)$.

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA



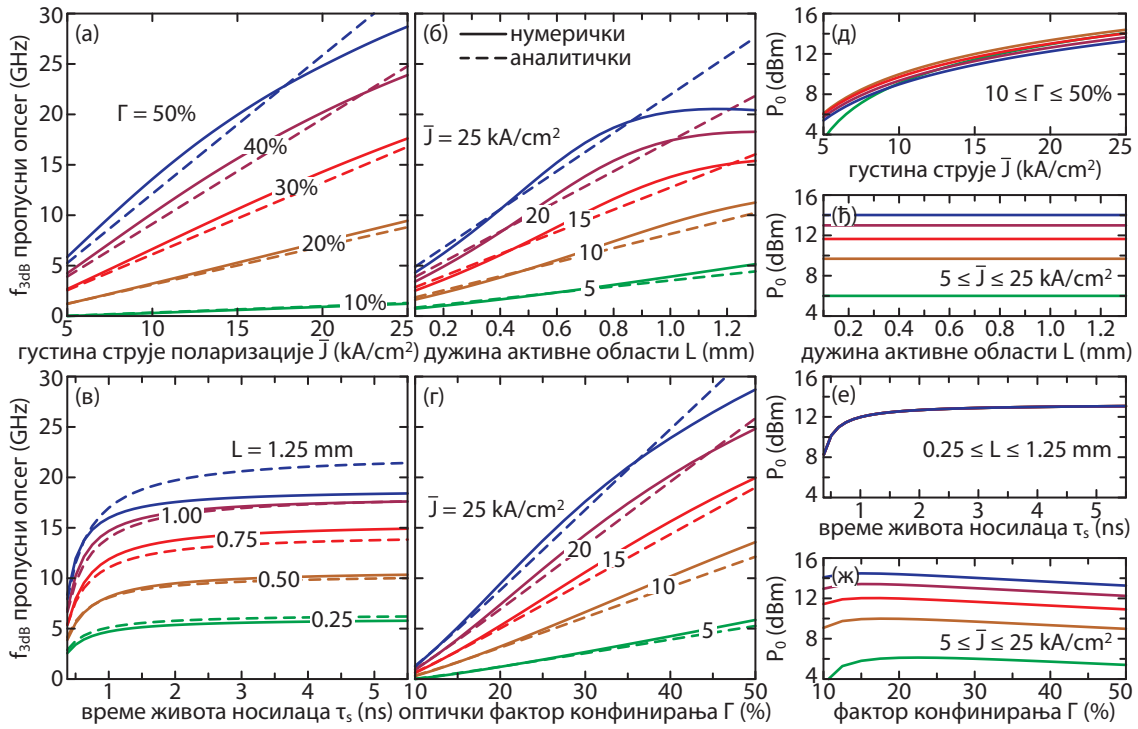
Слика 5.14: Зависности (а)-(г) -3dB пропусног опсега $f_{3\text{dB}}$ и (д)-(ж) оптичке снаге улазног сигнала P_0 од густине струје поларизације \bar{J} , дужине активне области L , времена живота носилаца τ_s , и оптичког фактора конфинирања Γ , за балк $TW\text{-SOA}$. Пуне линије означавају резултате нумеричког, а испрекидане аналитичког модела.

5.3.4 Поређење аналитичког и нумеричког модела

Аналитички изрази за пропусни опсег, (5.39) и (5.40), за TW - и $RSOA$, респективно, изведени су под низом претпоставки, те је потребно испитати њихову валидност поређењем са нумерички прорачунатим пропусним опсегом за појачавач у транспаренцији, добијеним на основу (5.34) и (5.35), за TW - и $RSOA$, респективно. Познајући фреквенцијску зависност релативне амплитуде излазног малог сигнала, $|\Delta S_{\text{out}}(\Omega)|/\Delta S_{\text{out}}(0)$, пропусни опсег може се одредити интерполацијом као учестаност $\Omega_{3\text{dB}}$ на којој релативна је амплитуда једнака $1/2$.

На сл. 5.14 и 5.15 приказане су зависности -3dB пропусног опсега, $f_{3\text{dB}}$, као и захтеване снаге улазног оптичког сигнала P_0 како би био испуњен услов рада у режиму транспаренције, од различитих радних, структурних и материјалних параметара, за оба типа појачавача, TW - и $RSOA$, респективно. Осим када је другачије наглашено, номиналне вредности коришћене у прорачунима подразумевају дужину активне области $L = 750 \mu\text{m}$, време живота носилаца $\tau_s = 4.1 \text{ ns}$, оптички фактор конфинирања $\Gamma = 30.44\%$ и густину струје пола-

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA



Слика 5.15: Зависности (а)-(г) -3dB пропусног опсега $f_{3\text{dB}}$ и (д)-(ж) оптичке снаге улазног сигнала P_0 од густине струје поларизације \bar{J} , дужине активне области L , времена живота носилаца τ_s , и оптичког фактора конфинирања Γ , за балк RSOA са $R_2 = 0.318$. Пуне линије означавају резултате нумеричког, а испрекидане аналитичког модела.

ризације $\bar{J} = 20 \text{ kA/cm}^2$. Преостали параметри излистани су у Табелама 4.1, 4.2 и 4.3. Промена P_0 са анализираним параметрима потиче од услова транспаренције, датог путем (5.31), (5.32) и (2.16). Као што се може видети са сл. 5.14 (а)-(г) и 5.15 (а)-(г), аналитички изрази дају одличну процену пропусног опсега $f_{3\text{dB}}$, посебно за вредности L и \bar{J} које нису врло велике. У случају RSOA, сл. 5.15 (а)-(г), одступање аналитичких од нумеричких резултата је нешто веће него у случају TW-SOA, сл. 5.14 (а)-(г), што се могло и очекивати будући да је RSOA сложенији за аналитичко моделовање услед интеракције два контрапропагирајућа оптичка сигнала. Граничне учестаности које се могу постићи помоћу TW- и RSOA налазе се у опсегу од неколико GHz до неколико десетина GHz, што је у складу са вредностима доступним у литератури [64, 149, 177, 178].

Ослањајући се на сл. 5.14 (д)-(ж) и 5.15 (д)-(ж), као и (5.31), (5.32) и (2.16), може се закључити да се улазна снага која обезбеђује транспаренцију, P_0 , не мења са L , умерено мења са τ_s и Γ , и значајно зависи од \bar{J} . Стога је неопходно пажљиво одабрати радни режим уколико се за процену пропусног опсега користе (5.39) и (5.40).

5.3. Модел малих сигнала за транспарентни SOA

На сл. 5.14 (а) и 5.15 (а), може се уочити да повећање \bar{J} доводи до приближно линеарног раста $f_{3\text{dB}}$, посебно у случају ниског до умереног Γ , што аналитички модел одлично предвиђа. За веће вредности фактора конфинирања, пораст пропусног опсега са \bar{J} и даље постоји, али зависност улази у засићење, што аналитички модел не приказује. Сличан закључак се може извести у случају истовременог повећавања L и \bar{J} , сл. 5.14 (б) и 5.15 (б). За довољно високе густине струје поларизације у RSOA, попут $\bar{J} \geq 15 \text{ kA/cm}^2$, нумеричка анализа показује да вредност пропусног опсега сатурира са порастом L , па чак почиње и да опада, сл. 5.15 (б), што аналитички модел не предвиђа. Другим речима, за дефинисане радне услове, \bar{J} и P_0 , нумеричким моделом се може одредити оптимална дужина активне области за коју је пропусни опсег максималан. Детаљна анализа пропусног опсега моделом представљеним у Поглављу 5.2, обезбеђује исте квалитативне закључке, сл. 5.12 (б), (г), иако се квантитативно резултати донекле разликују. Треба напоменути да -3dB пропусни опсег не зависи од дубине модулације, односно односа $\Delta J/\bar{J}$, док год је могуће применити формализам малих сигнала, што се може видети и из (5.39) и (5.40).

Широко је распрострањен став да време живота носилаца доминантно обликује Е/О модулациони одзив, и последично утиче на пропусни опсег [27, 186]. На сл. 5.14 (в) и 5.15 (в), може се видети да је, у режиму транспаренције, претходни закључак исправан само за $\tau_s \leq 1 \text{ ns}$. За веће вредности времена живота носилаца, $f_{3\text{dB}}$ улази у засићење, те даље повећање τ_s нема значајан утицај. Аналитички изрази исправно препознају засићење $f_{3\text{dB}}$ са повећањем τ_s .

Утицај оптичког фактора конфинирања на пропусни опсег приказан је на сл. 5.14 (г) и 5.15 (г). Пропусни опсег расте линеарно са Γ док год се \bar{J} одржава на ниским до умереним вредностима. Како се густина струје \bar{J} повећава, $f_{3\text{dB}}$ улази у засићење, што је више изражено код RSOA, сл. 5.15 (г), у поређењу са TW-SOA, сл. 5.14 (г). До истог закључка се долази и анализом сл. 5.14 (а) и 5.15 (а).

Претходна анализа утицаја радних, структурних и материјалних параметара на пропусни опсег SOA показује да аналитички и нумерички приступ дају сличне резултате у највећем броју случајева. Чак и када постоји квантитативно неслагање између $f_{3\text{dB}}$ одређеног помоћу различитих приступа, најчешће нема значајног квалитативног одступања у смислу промене $f_{3\text{dB}}$ приликом варијације \bar{J} , L , Γ или τ_s . Стога се оправдано може закључити да аналитички модел представља користан алат при анализи и оптимизацији SOA за модулационе сврхе уколико се очекује рад у транспарентном режиму или његовој близини, посебно када су временски и/или рачунарски ресурси ограничени.

Поглавље 6

Закључак

Полупроводнички оптички појачавачи интензивно су проучавани откако су WDM мреже постале широко распрострањене. Како би била омогућена масовна имплементација оптичких приступних мрежа, оптичке технологије, укључујући и SOA, прошириле су се ка нижим нивоима мрежне хијерархије, у циљу расте-рећења „уског грла“ првог/последњег километра. Последњих година, RSOA је постао један од важних кандидата за примену у следећој генерацији пасивних оптичких мрежа са мултиплексирањем по таласним дужинама (WDM-PON), за које се очекује да ће омогућити масовну имплементацију FTTH. Такође се сматра једном од кључних компонената за приступне широкопојасне бежичне мреже, попут WiMAX (енг. *Worldwide Interoperability for Microwave Access*) или Wi-Fi (енг. *Wireless-Fidelity*) радио-преко-влакна (енг. *Radio-over-Fiber*, RoF) архитектуре. Са друге стране, TW- и RSOA први су избор у многим нелине-арним применама, попут оних везаних за четвороталасно мешање, конверзију таласних дужина, као и све-оптичку обраду сигнала уопште.

Избор типа SOA за конкретну примену не мора нужно захтевати свеукупно боље перформансе, већ радије боље карактеристике у једном или неколико аспеката. Стога су и TW- и RSOA нашли своју примену. Међутим, оптимизација самих појачавача, као и система у ком се налазе као целине, увек би требало да буде спроведена како би SOA достигао своје максималне могућности. Оптимизација појачавача подразумева одабир материјала који се користи за израду активне области и омотача, геометрије уређаја и радних услова, док оптимизација система као целине укључује бројне додатне аспекте које би требало размотрити. Овај процес захтева детаљан, али ефикасан модел SOA, који урачунава све релевантне ефекте присутне у појачавачу, а који се односе на интеракцију оптичког сигнала и носилаца наелектрисања. У Поглављу 4 дат је преглед развијених модела који могу бити коришћени за стационарну анализу, при чему су

дискутовани модели како за детаљну анализу и оптимизацију, тако и они који могу бити коришћени у условима ограничених временских и рачунарских ресурса. Са друге стране, у Поглављу 5, представљени су динамички модели, који се могу користити за опис појачавача или у временском домену, који је прикладан и за мале, и за велике сигнале, или у фреквенцијском домену малих сигнала. Сви модели изведени су полазећи од брзинских једначина за опис динамике оптичких сигнала и шума и носилаца наелектрисања унутар SOA, а који могу укључивати различите нивое апроксимација, описане у Поглављу 2.3. Основни модел препознаје само најважније процесе присутне унутар појачавача, наиме, инјекцију носилаца, стимулисану и спонтану рекомбинацију, заједно са појачањем сигнала. Детаљнији модели обухватају и додатне ефекте, попут широкопојасног шума појачане спонтане емисије, транспорта носилаца, нелинеарног потискивања појачања, температурних ефеката, дистрибуиране електричне струје поларизације, који су детаљно описани у Поглављима 2.3.2 и 2.3.3. Како би модел SOA верно приказивао реални уређај, потребно је спровести детаљну анализу оптичких особина материјала коришћених за израду активне области, што је учињено у Поглављима 2.2.1 и 3.1, као и геометрије таласовода, која је дискутована у Поглављима 2.2.2 и 3.2. Под детаљном анализом подразумева се прорачун пуних спектралних профила материјалног појачања, брзине радијативне спонтане рекомбинације, варијације индекса преламања, као и оптичког фактора конфинирања, и параметара зависних од њих.

За оптимизацију SOA у стационарном режиму рада, може се користити широкопојасни модел, заснован на самосагласном итеративном поступку, развијен у Поглављу 4.1. Овај модел обезбеђује детаљне резултате, али захтева значајне временске и рачунарске ресурсе. Стога је најприкладнији за карактеризацију и оптимизацију самосталног појачавача. Са друге стране, за брзу процену перформанси SOA, посебно када се налазе у сложеним мрежним архитектурама, или када су део сложених фотонских кола, полу-аналитички модел, развијен у Поглављу 4.2, може обезбедити задовољавајуће резултате брзо и ефикасно у смислу заузећа рачунарских ресурса, по цену нешто умањене прецизности.

У динамичком режиму рада, модел заснован на „узводној“ шеми првог реда са коначним разликама, изведен у Поглављу 5.1 може бити коришћен без обзира на тип појачавача или врсту модулације, при чему подржава и анализу напредних модулационих формата. Уколико се SOA користи у директној Е/О модулацији, добар индикатор перформанси појачавача је његов -3dB пропусни опсег, који може бити одређен и оптимизован на основу детаљног нумеричког модела развијеног у Поглављу 5.2. Када су ресурси ограничени, а SOA ради у

режиму транспаренције, једноставни аналитички изрази, изведени у Поглављу 5.3 могу бити коришћени за процену Е/О пропусног опсега. Основни доприноси ове дисертације су следећи:

- Формиран је широкопојасни детерминистички модел шума појачане спонтане емисије заснован на спектралним зависностима материјалних и структурних параметара SOA, који препознаје присуство резонаторске шупљине кроз видљиве резонанције и антирезонанције у спектру на излазу из појачавача. Шум је моделован кроз анализу густина фотона које припадају појединачном моду резонаторске шупљине, а који се по потреби могу груписати у кластере од неколико суседних модова. Показано је да резонантне учестаности зависе од концентрације носилаца у активној области, те да се у динамичком режиму рада очекује њихова промена током времена.
- Развијен је детаљни широкопојасни стационарни модел SOA који контрапропагирајуће сигнале и шум третира путем спектралне густине фотона. Модел укључује детаљне, нумерички одређене зависности свих релевантних материјалних и структурних параметара SOA од густине носилаца у активној области и енергије фотона. Еволуција фазе моделује се путем варијације индекса преламања услед инјекције носилаца, чиме је избегнуто апроксимативно моделовање кроз фактор проширења линије.
- Осмишљен је самосагласни итеративни поступак заснован на FDM за нумеричко решавање система једначина широкопојасног стационарног модела. Поступак је погодан за анализу произвољног типа појачавача, TW-, R- или FP-SOA. Стабилна конвергенција алгорита обезбеђена је кроз симултано ажурирања вредности свих променљивих од интереса, наиме, густине носилаца, спектралних густина фотона сигнала и густина фотона шума које одговарају сваком кластеру, у оба смера простирања. Ажурирање се спроводи усредњавањем величина на основу пондерисаних вредности из неколико претходних итеративних корака, што омогућава стабилну конвергенцију.
- Уочен је премашај стационарног трансмисионог појачања RSOA са активном облашћу заснованом на масивном полупроводнику, које, на уласку у сатурациони режим рада може превазилазити вредност несатурираног трансмисионог појачања. Постојање премашаја експериментално је потврђено и документовано у доступној литератури. Показује се да до овог

ефекта доводи неравнотежа између наглог пада брзине спонтане емисије и снаге ASE шума са смањењем концентрације носилаца и релативно спорог пада материјалног појачања на радној таласној дужини.

- Уочен је значајан утицај варијације индекса преламања на стационарно трансмисионо појачање SOA. Слично, показано је да спектрална зависност фактора конфинирања игра важну улогу у обликовању трансмисионог појачања, посебно уколико се SOA анализира за широкопојасне примене.
- Развијен је полу-аналитички стационарни модел SOA заснован на сегментацији активне области дуж лонгитудиналне координате на мали број сегмената, не већи од 3. Како би се пренебрегле грешке које потичу од апроксимације носилаца константном или део-по-део константном функцијом, вредности концентрација на сваком сегменту рачунате су као аритметичка средина концентрација на границама сегмената. Модел може укључивати и ефекат нелинеарног потискивања појачања. У том случају, густине фотона није могуће изразити у затвореном аналитичком облику, као што је случај када се потискивање занемари.
- Осмишљен је алгоритам заснован на нумерички потпомогнутој Гаусовој методи елиминације променљивих за нумеричко решавање једначина полу-аналитичког модела SOA. Алгоритам обезбеђује један до два реда величине бржу процену трансмисионог појачања у поређењу са детаљним нумеричким поступком. Истовремено, одступање трансмисионог појачања чак и при употреби најједноставнијег полу-аналитичког модела износи приближно 1.5 dB за RSOA, при чему најсложенији модел обезбеђује одступање од 0.11 dB у најнеповољнијем случају.
- Развијен је динамички пропагациони модел за велике сигнале заснован на решавању система временски зависних спрегнутих парцијалних диференцијалних једначина уз помоћ „узводне“ шеме засноване на FDM. Модел се може проширити тако да обухвати и више засебних једначина по сигнаlima на различитим таласним дужинама.
- Анализирана је примена TW- и RSOA у електро-оптичкој модулацији биполарним RZ и NRZ модулационим форматом струје. Показано је да поред интензитетске модулације, сигнал трпи и фазну модулацију и то тако да је у фазу утиснута инверзна поворка битова у поређењу са модулационом струјом. За потискивање фазне модулације, предложен је избор

адекватне дубине модулације струје којом се постиже разлика између логичких нивоа нуле и јединице фазе од 2π . Овај метод представљен је за балк RSOA.

- Показано је да RSOA за умерене оптичке снаге улазног сигнала испољава боље модулационе карактеристике од TW-SOA. Слично, поређењем активних области заснованих на балк полупроводнику и MQW структури, показано је да, за материјале анализирани у овој дисертацији, балк SOA испољава боље модулационе карактеристике. Установљено је да се модулационе карактеристике могу побољшати повећањем дужине активне области, повећањем густине струје поларизације, повећањем оптичке снаге улазног сигнала, док дубина модулације не утиче значајно на дијаграм ока излазног оптичког сигнала.
- Анализирана је примена TW- и RSOA у електро-оптичкој ремодулацији претходно интензитетски модулисаног оптичког сигнала. Показано је да се филтрирањем сигнала у електричном домену и потискивањем фреквенција на којима је долазни сигнал био модулисан, може значајно побољшати квалитет ремодулисаног сигнала. Потврђено је да ремодулација може да се обави чак и у случају само 4 пута нижег битског протока у смеру од корисника, у односу на битски проток у смеру ка кориснику. Поређењем различитих модулационих формата, показано је да ремодулација претходно интензитетски модулисаног оптичког сигнала биполарним RZ форматом обезбеђује боље резултате од ремодулације NRZ модулисаног сигнала.
- Развијен је детаљни нумерички модел малих сигнала заснован на струји као путујућем микроталасу дуж тракасте електроде. Модел струје је бидирекциони и препознаје рефлексију таласа на крају електричног вода, чиме се омогућава анализа отвореног и кратко спојеног кола, као и електричног вода са упареном импедансом оптерећења и карактеристичном импедансом. На основу развијеног модела, анализирани су модулациони одзив и -3 dB пропусни опсег различитих типова SOA.
- Показано је да у случају отвореног кола, микроталаси који путују у различитим смеровима имају приближно исти допринос приликом инјекције носилаца, те је неопходно урачунати оба приликом анализе модулационог одзива. Са друге стране, гранична учестаност се не мења приметно у случају отвореног кола у поређењу са случајем упарених импеданси.
- Показано је да RSOA има значајно другачију зависност пропусног опсега

од радних услова у поређењу са TW-SOA. Док је у случају TW-SOA пропусни опсег максималан за високе снаге и високе струје, код RSOA се јављају два максимума у односу на оптичку снагу улазног сигнала, те се може бирати између два режима рада – једног у дубокој сатурацији и другог за умерене упадне оптичке снаге.

- Показано је да за типичне модулационе фреквенције нема значајне квалитативне разлике у модулационом одзиву између модела струје као униформне и путујућег микроталаса, док год су импедансе упарене, а брзине електричног и оптичког таласа усклађене.
- Показано је да се у зависности од дужине активне области могу јавити екстремуми у -3 dB пропусном опсегу, како код TW-, тако и код RSOA, чиме се отвара могућност оптимизације дужине активне области према одабраним радним условима. Минимуми се јављају у случају малих дужина активних области, док су максимуми испољени код RSOA за дужине активних области од приближно $1000\ \mu\text{m}$.
- Развијен је аналитички модел за одређивање модулационог одзива и процену одговарајућег пропусног опсега за TW- и RSOA у режиму транспаренције. Аналитички изрази квалитативно одговарају резултатима добијеним путем поједностављеног нумеричког модела, иако квантитативно може доћи до одступања. Аналитички изрази могу се користити приликом избора оптималних радних услова и материјалних и структурних параметара SOA за максималну граничну учестаност.

Модел изведени у Поглављима 4 и 5, као и они дати у прегледу у Поглављу 2.4, представљају основ како за детаљан нумерички, тако и за ефикасан аналитички или полу-аналитички третман самосталног SOA или SOA унутар система. Нумеричке методе које су развијене могу бити коришћене као део рачунарских алата за оптимизацију дизајна SOA са задатим критеријумима, примера ради трансмисионог појачања и/или пропусног опсега. Познајући зависности излазних параметара од материјалних и структурних параметара појачавача и радних услова, отвара се могућност побољшања карактеристика самосталног SOA или целог система. Треба нагласити да модели SOA који су намењени анализи нелинеарних ефеката користе управо моделе изведене у Поглављу 2 као основ за опис појачавачког својства SOA.

Библиографија

- [1] Statista, available at www.statista.com [Accessed January 15th, 2018.]
- [2] W. Vereecken, W. Van Heddeghem, M. Deruyck, B. Puype, B. Lannoo, W. Joseph, D. Colle, L. Martens, and P. Demeester, “Power consumption in telecommunication networks: overview and reduction strategies,” *IEEE Communications Magazine*, vol. 49, no. 6, pp. 62–69, 2011.
- [3] M. Hazas, J. Morley, O. Bates, and A. Friday, “Are there limits to growth in data traffic?: On time use, data generation and speed,” *Proceedings of the Second Workshop on Computing within LIMITS '16, Irvine, CA, USA*, Article No. 14, June 8th-10th, 2016.
- [4] J. Hecht, “Illuminating the origin of light guiding,” *Optics & Photonics News*, vol. 10, no. 10, pp. 26–30, 1999.
- [5] K. C. Kao and G. A. Hockham, “Dielectric-fibre surface waveguides for optical frequencies,” *Proceedings of the Institution of Electrical Engineers*, vol. 113, no. 7, pp. 1151–1158, 1966.
- [6] R. J. Sanferrare, “Terrestrial lightwave systems,” *AT&T Technical Journal*, vol. 66, no. 1, pp. 95–107, 1987.
- [7] G. P. Agrawal, *Lightwave technology: telecommunication systems*, John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [8] M. Ilyas and H. T. Mouftah, Eds., *The Handbook of optical communication networks*, CRC Press, 2003.
- [9] A. Wheen, *Dot-Dash to Dot.Com: How Modern Telecommunications Evolved from the Telegraph to the Internet*, Springer-Verlag New York, 2011.
- [10] J. Prat, Ed., *Next-Generation FTTH Passive Optical Networks: Research Towards Unlimited Bandwidth Access*, Springer Netherlands, 2008.

Библиографија

- [11] H. Schmuck, R. Bonk, W. Poehlmann, C. Haslach, W. Kuebart, D. Karnick, J. Meyer, D. Fritzsche, E. Weis, J. Becker, W. Freude, and T. Pfeiffer, “Demonstration of an SOA-assisted open metro-access infrastructure for heterogeneous services,” *Optics express*, vol. 22, no. 1, pp. 737–748, 2014.
- [12] S. Koenig, R. Bonk, H. Schmuck, W. Poehlmann, Th. Pfeiffer, C. Koos, W. Freude, and J. Leuthold, “Amplification of advanced modulation formats with a semiconductor optical amplifier cascade,” *Optics express*, vol. 22, no. 15, pp. 17854–17871, 2014.
- [13] M. Krstić, “Statical and dynamical characteristics of injection-locked Fabry-Pérot laser diodes,” Ph.D. dissertation, University of Belgrade, 2016.
- [14] A. G. R. Zlitni, M. M. Krstić, and D. M. Gvozdić, “Modulation response and bandwidth of injection-locked Fabry-Pérot laser diodes,” *Physica Scripta*, vol. 2012, no. T149, pp. 014033-1–5, 2012.
- [15] A. Gladisch, R.-P. Braun, D. Breuer, A. Ehrhardt, H.-M. Foisel, M. Jaeger, R. Leppla, M. Schneiders, S. Vorbeck, W. Weiershausen, and F.-J. Westphal, “Evolution of terrestrial optical system and core network architecture,” *Proceedings of the IEEE*, vol. 94, no. 5, pp. 869–891, 2006.
- [16] S.-J. Park, Y.-B. Choi, J.-M. Oh, S.-G. Koo, and D. Lee, “An evolution scenario of a broadband access network using R-SOA-based WDM-PON technologies,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 11, pp. 3479–3487, 2007.
- [17] S. Sarkar, S. Dixit, and B. Mukherjee, “Hybrid Wireless-Optical Broadband-Access Network (WOBAN): A review of relevant challenges,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 11, pp. 3329–3340, 2007.
- [18] O. Liboiron-Ladouceur, N. Andriolli, I. Cerutti, P. Castoldi, and P. G. Raponi, “Energy-efficient photonic interconnects for computing platforms,” in *High-Speed Photonics Interconnects*, L. Chrostowski and K. Iniewski, Eds., CRC Press, ch. 1, pp. 1–25, 2013.
- [19] T. Tekin, N. Pleros, R. Pitwon, and A. Hakansson, *Optical interconnects for data centers*, Woodhead Publishing, 2016.
- [20] C. Kachris and I. Tomkos, “A survey on optical interconnects for data centers,” *IEEE Communications Surveys & Tutorials*, vol. 14, no. 4, pp. 1021–1036, 2012.

Библиографија

- [21] G. P. Agrawal, *Fiber-optic communication systems*, 4th Ed., John Wiley & Sons, Inc., 2010.
- [22] D. R. Zimmerman, and L. H. Spiekman, “Amplifiers for the masses: EDFA, EDWA, and SOA amplifiers for metro and access applications,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 1, pp. 63–70, 2004.
- [23] N. K. Dutta and Q. Wang, *Semiconductor optical amplifiers*, 2nd Ed., World scientific, 2013.
- [24] N. A. Olsson, “Lightwave systems with optical amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 7, no. 7, pp. 1071–1082, 1989.
- [25] M. J. Connelly, *Semiconductor optical amplifiers*, Kluwer Academic Publishers, 2002.
- [26] A. Mecozzi, J. M. Wiesenfeld, “The roles of semiconductor optical amplifiers in optical networks,” *Optics and Photonics News*, vol. 12, no. 3, pp. 36–42, 2001.
- [27] R. Stabile and K. A. Williams, “Photonic integrated semiconductor optical amplifier switch circuits,” in *Advances in Optical Amplifiers*, P. Urquhart, Ed., InTech, ch. 10, pp. 205–230, 2011.
- [28] T. Durhuus, B. Mikkelsen, C. Joergensen, S. L. Danielsen, and K. E. Stubkjaer, “All-optical wavelength conversion by semiconductor optical amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, no. 6, pp. 942–954, 1996.
- [29] V. S. Grigoryan, M. Shin, P. Devgan, J. Lasri, and P. Kumar, “SOA-based regenerative amplification of phase-noise-degraded DPSK signals: Dynamic analysis and demonstration,” *Journal of lightwave technology*, vol. 24, no. 1, pp. 135–142, 2006.
- [30] K. S. Jepsen, A. Buxens, A. T. Clausen, H. N. Poulsen, B. Mikkelsen, and K. E. Stubkjaer, “20 Gbit/s optical 3R regeneration using polarisation-independent monolithically integrated Michelson interferometer,” *Electronics Letters*, vol. 34, no. 5, pp. 472–474, 1998.
- [31] B. Lavigne, P. Guerber, C. Janz, A. Jourdan, and M. Renaud, “Full validation of an optical 3R regenerator at 20 Gbit/s,” *Optical Fiber Communication Conference. Technical Digest Postconference Edition. Trends in Optics and Photonics Vol.37*, vol. 3, pp. 93–95, 2000.

Библиографија

- [32] E. Kehayas, J. Seoane, Y. Liu, J. M. Martinez, J. Herrera, P. V. Holm-Nielsen, S. Zhang, R. McDougall, G. Maxwell, F. Ramos, J. Marti, H. J. S. Dorren, P. Jeppesen, and H. Avramopoulos, “All-optical network subsystems using integrated SOA-based optical gates and flip-flops for label-swapped networks,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 16, pp. 1750–1752, 2006.
- [33] S. Pitris, C. Vagionas, G. T. Kanellos, N. Pleros, R. Kisacik, T. Tekin, and R. Broeke, “Monolithically integrated all-optical SOA-based SR Flip-Flop on InP platform,” *International Conference on Photonics in Switching (PS), Florence*, pp. 208–210, 2015.
- [34] K. Vysokinos, C. Vagionas, D. Fitsios, and A. Miliou, “Frequency and time domain analysis of all optical memories based on SOA and SOA-MZI switches,” *Optical Interconnects Conference, San Diego, CA*, pp. 57–58, 2014.
- [35] R. Luijten, W. E. Denzel, R. R. Grzybowski, and R. Hemenway, “Optical interconnection networks: The OSMOSIS project,” *Proceedings of The 17th Annual Meeting of the IEEE, Lasers and Electro-Optics Society, 2004. LEOS 2004.*, vol. 2, pp. 563–564, 2004.
- [36] R. Hemenway, R. Grzybowski, C. Minkenberg, and R. Luijten, “Optical-packet-switched interconnect for supercomputer applications,” *Journal of Optical Networking*, vol. 3, no. 12, pp. 900–913, 2004.
- [37] A. Shacham, B. G. Lee, and K. Bergman, “A wide-band nonblocking 2×2 switching node for a SPINet network,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 12, pp. 2742–2744, 2005.
- [38] A. Shacham and K. Bergman, “An experimental validation of a wavelength-stripped, packet switched, optical interconnection network,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 7, pp. 841–850, 2009.
- [39] G. Berrettini, G. Meloni, L. Giorgi, F. Ponzini, F. Cavaliere, P. Ghiggino, L. Potì, and A. Bogoni, “Colorless WDM-PON performance improvement exploiting a service-ONU for multiwavelength distribution,” *Optical Fiber Communication Conference, 2009. Technical Digest. OFC/NFOEC*, pp. OMN2-1–3, 2009.
- [40] J. Kani, “Enabling technologies for future scalable and flexible WDM-PON and WDM/TDM-PON systems,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 16, no. 5, pp. 1290–1297, 2010.

Библиографија

- [41] S. A. Gebrewold, R. Bonjour, S. Barbet, A. Maho, R. Brenot, P. Chanclou, M. Brunero, L. Marazzi, P. Parolari, A. Totovic, D. Gvozdic, D. Hillerkuss, C. Hafner, and J. Leuthold, “Self-seeded RSOA-fiber cavity lasers vs. ASE spectrum-sliced or externally seeded transmitters – A comparative study,” *Applied Sciences*, vol. 5, no. 4, pp. 1922–1941, 2015.
- [42] S. A. Gebrewold, R. Bonjour, R. Brenot, D. Hillerkuss, and J. Leuthold, “Bit- and power-loading – A comparative study on maximizing the capacity of RSOA based colorless DMT transmitters,” *Applied Sciences*, vol. 7, no. 10, pp. 999-1–17, 2017.
- [43] H.-C. Kwon, Y.-Y. Won, and S.-K. Han, “A self-seeded reflective SOA-based optical network unit for optical beat interference robust WDM/SCM-PON link,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18., no. 17, pp. 1852–1854, 2006.
- [44] L. Yi, Z. Li, Y. Dong, S. Xiao, J. Chen, and W. Hu, “Upstream capacity upgrade in TDM-PON using RSOA based tunable fiber ring laser,” *Optics express*, vol. 20, no. 9, pp. 10416–10425, 2012.
- [45] C.-H. Yeh, J.-Y. Sung, L.-G. Yang, C.-W. Chow, and J.-H. Chen, “Stable and wavelength-tunable RSOA-and SOA-based fiber ring laser,” *Optical Fiber Technology*, vol. 20, no. 3, pp. 250–253, 2014.
- [46] Q. T. Pham, “Highly effective crosstalk mitigation method using counter-propagation in semiconductor optical amplifier for remodulation WDM-PONs,” *Journal of Photonics*, vol. 2014, pp. 610967-1–9, 2014.
- [47] A. R. Totović, J. V. Crnjanski, M. M. Krstić, and D. M. Gvozdić, “Application of multi-quantum well RSOA in remodulation of 100 Gb/s downstream RZ signal for 10 Gb/s upstream transmission,” *Proceedings of 19th Telecommunications Forum (TELFOR)*, pp. 840–843, 2011.
- [48] X. Yu, T. B. Gibbon, and I. T. Monroy, “Bidirectional radio-over-fiber system with phase-modulation downlink and RF oscillator-free uplink using a reflective SOA,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 20, no. 24, pp. 2180–2182, 2008.
- [49] A. Di Carlo, A. Reale, L. Tocca, and P. Lugli, “Polarization-independent δ -strained semiconductor optical amplifiers: a tight-binding study,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no. 9, pp. 1730–1739, 1998.

Библиографија

- [50] J. Mørk, M. L. Nielsen, and T. W. Berg, “The dynamics of semiconductor optical amplifiers: modeling and applications,” *Optics & Photonics News*, vol. 14., no. 7, pp. 42–48, 2003.
- [51] C. Michie, A. E. Kelly, J. McGeough, I. Armstrong, I. Andonovic, and C. Tombling, “Polarization-insensitive SOAs using strained bulk active regions,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 11, pp. 3920–3927, 2006.
- [52] X. Wei, Y. Su, X. Liu, J. Leuthold, and S. Chandrasekhar, “10-Gb/s RZ-DPSK transmitter using a saturated SOA as a power booster and limiting amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 6, pp. 1582–1584, 2004.
- [53] S. Sygletos, I. Tomkos, and J. Leuthold, “Technological challenges on the road toward transparent networking,” *Journal of Optical Networking*, vol. 7, no. 4, pp. 321–350, 2008.
- [54] A. Mathur, and P. D. Dapkus, “Polarization insensitive strained quantum well gain medium for lasers and optical amplifiers,” *Applied physics letters*, vol. 61, no. 24, pp. 2845–2847, 1992.
- [55] M. J. Adams, J. V. Collins, I. D. Henning, “Analysis of semiconductor laser optical amplifiers,” *IEE Proceedings J - Optoelectronics*, vol. 132, no. 1, pp. 58–63, 1985.
- [56] L. Thylén, “Amplified spontaneous emission and gain characteristics of Fabry-Perot and traveling wave type semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 8, pp. 1532–1537, 1988.
- [57] A. Yariv and P. Yeh, *Photonics: Optical electronics in modern communications*, 6th Ed., Oxford University Press, 2007.
- [58] T. Yamatoya and F. Koyama, “Optical preamplifier using optical modulation of amplified spontaneous emission in saturated semiconductor optical amplifier,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 22, no. 5, pp. 1290–1295, 2004.
- [59] R. de Oliveira Ribeiro, M. J. Pontes, M. T. M. R. Giraldi, and M. C. R. Carvalho, “Characterisation of all-optical wavelength conversion by cross-gain modulation of ASE on a SOA,” *Proceedings of 2005 SBMO/IEEE MTT-S International Conference on Microwave and Optoelectronics*, pp. 218–221, 2005.

Библиографија

- [60] J.-M. Kang, S.-H. Lee, H.-C. Kwon, and S.-K. Han, “WDM-PON with broadcasting function using direct ASE modulation of reflective SOA,” *Proceedings of 32nd European Conference and Exhibition of Optical Communication (ECOC)*, pp. 1–2, 2006.
- [61] I. Valiente, L. Lablonde, J. C. Simon, and L. Billés, “Effects of amplified spontaneous emission on gain recovery dynamics of semiconductor optical amplifiers,” *Optical Amplifiers and Their Applications*, vol. 5, pp. 189–192, 1996.
- [62] M. J. Connelly, “Wide-band steady-state numerical model and parameter extraction of a tensile-strained bulk semiconductor optical amplifier,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 43, no. 1, pp. 47–56, 2007.
- [63] S. Mazzucato, H. Carrère, X. Marie, T. Amand, M. Achouche, C. Caillaud, and R. Brenot, “Gain, amplified spontaneous emission and noise figure of bulk InGaAs/InGaAsP/InP semiconductor optical amplifiers,” *IET Optoelectronics*, vol. 9, no. 2, pp. 52–60, 2015.
- [64] A. R. Totović, J. V. Crnjanski, M. M. Krstić, and D. M. Gvozdić, “Numerical study of the small-signal modulation bandwidth of reflective and traveling-wave SOAs,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 13, pp. 2758–2764, 2015.
- [65] A. J. Zilkie, J. Meier, M. Mojahedi, P. J. Poole, P. Barrios, D. Poitras, T. J. Rotter, C. Yang, A. Stintz, K. J. Malloy, P. W. E. Smith, and J. S. Aitchison, “Carrier dynamics of quantum-dot, quantum-dash, and quantum-well semiconductor optical amplifiers operating at 1.55 μm ,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 43, no. 11, pp. 982–991, 2007.
- [66] A. R. Totović, J. V. Crnjanski, M. M. Krstić, M. L. Mašanović, and D. M. Gvozdić, “A self-consistent numerical method for calculation of steady-state characteristics of traveling-wave and reflective SOAs,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 19, no. 5, pp. 3000411–1–11, 2013.
- [67] R. Nagarajan, M. Ishikawa, T. Fukushima, R. S. Geels, and J. E. Bowers, “High speed quantum-well lasers and carrier transport effects,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 10, pp. 1990–2008, 1992.
- [68] T. Keating, X. Jin, S. L. Chuang, and K. Hess, “Temperature dependence of electrical and optical modulation responses of quantum-well lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 10, pp. 1526–1534, 1999.

Библиографија

- [69] C. Qin, X. Huang, and X. Zhang, "Theoretical investigation on gain recovery dynamics in step quantum well semiconductor optical amplifiers," *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 29, no. 4, pp. 607–613, 2012.
- [70] M. Gioannini, "Numerical modeling of the emission characteristics of semiconductor quantum dash materials for lasers and optical amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 4, pp. 364–373, 2004.
- [71] J. P. Reithmaier, A. Somers, S. Deubert, R. Schwertberger, W. Kaiser, A. Forchel, M. Calligaro, P. Resneau, O. Parillaud, S. Bansropun, M. Krakowski, R. Alizon, D. Hadass, A. Bilenca, H. Dery, V. Mikhelashvili, G. Eisenstein, M. Gioannini, I. Montrosset, T. W. Berg, M. van der Poel, J. Mørk and B. Tromborg, "InP based lasers and optical amplifiers with wire-/dot-like active regions," *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 38, no. 13, pp. 2088–2102, 2005.
- [72] O. Qasaimeh, "Broadband gain-clamped linear quantum dash optical amplifiers," *Optical and Quantum Electronics*, vol. 45, no. 12, pp. 1277–1286, 2013.
- [73] T. W. Berg, S. Bischoff, I. Magnusdottir, and J. Mørk, "Ultrafast gain recovery and modulation limitations in self-assembled quantum-dot devices," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 6, pp. 541–543, 2001.
- [74] O. Qasaimeh, "Optical gain and saturation characteristics of quantum-dot semiconductor optical amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 39, no. 6, pp. 793–798, 2003.
- [75] J. Kim, M. Laemmlin, C. Meuer, D. Bimberg, and G. Eisenstein, "Theoretical and experimental study of high-speed small-signal cross-gain modulation of quantum-dot semiconductor optical amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 3, pp. 240–248, 2009.
- [76] M. Silver, A. F. Phillips, A. R. Adams, P. D. Greene, and A. J. Collar, "Design and ASE characteristics of 1550-nm polarization-insensitive semiconductor optical amplifiers containing tensile and compressive wells," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, no. 1, pp. 118–122, 2000.
- [77] J. Wang, A. Maitra, C. G. Poulton, W. Freude, and J. Leuthold, "Temporal dynamics of the alpha factor in semiconductor optical amplifiers," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 3, pp. 891–900, 2007.
- [78] S. L. Chuang, *Physics of optoelectronic devices*, John Wiley & Sons, Inc., 1995.

Библиографија

- [79] L. A. Coldren, S. W. Corzine, and M. L. Mashanovitch, *Diode lasers and photonic integrated circuits*, 2nd Ed., John Wiley & Sons, Inc., 2012.
- [80] A. T. Meney, B. Gomul, and E. P. O'Reilly, "Evaluation of various approximations used in the envelope-function method," *Physical Review B*, vol. 50, no. 15, pp. 10893–10904, 1994.
- [81] S.-L. Chuang, "Efficient band-structure calculations of strained quantum wells," *Physical Review B*, vol. 43, no. 12, pp. 9649–9661, 1991.
- [82] C. Y.-P. Chao and S.-L. Chuang, "Spin-orbit-coupling effects on the valence-band structure of strained semiconductor quantum wells," *Physical Review B*, vol. 46, no. 7, pp. 4110–4122, 1992.
- [83] G. Liu, and S.-L. Chuang, "Modeling of Sb-based type-II quantum cascade lasers," *Physical Review B*, vol. 65, no. 16, pp. 165220-1–10, 2002.
- [84] D. M. Gvozdić and U. Ekenberg, "Superefficient electric-field-induced spin-orbit splitting in strained p-type quantum wells," *Europhysics Letters*, vol. 73, no. 6, pp. 927–933, 2006.
- [85] B. A. Foreman, "Elimination of spurious solutions from eight-band k.p theory," *Physical Review B*, vol. 56, no. 20, pp. R12 748–751, 1997.
- [86] X. Cartoixa, D. Z.-Y. Ting, and T. C. McGill, "Numerical spurious solutions in the effective mass approximation," *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 7, pp. 3974–3981, 2003.
- [87] K. I. Kolokolov, J. Li, and C. Z. Ning, "k.p Hamiltonian without spurious-state solutions," *Physical Review B*, vol. 68, no. 16, pp. 161308-1–4, 2003.
- [88] R. G. Veprek, S. Steiger, and B. Witzigmann, "Ellipticity and the spurious solution problem of k.p envelope equations," *Physical Review B*, vol. 76, no. 16, pp. 165320-1–9, 2007.
- [89] L. C. Lew Yan Voon and M. Willatzen, *The k.p method: Electronic properties of semiconductors*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
- [90] M. Grundmann, O. Stier, and D. Bimberg, "InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure," *Physical Review B*, vol. 52, no. 16, pp. 11969–11981, 1995.

Библиографија

- [91] O. Stier, M. Grundmann, and D. Bimberg, “Electronic and optical properties of strained quantum dots modeled by 8-band k.p theory,” *Physical Review B*, vol. 59, no. 8, pp. 5688–5701, 1999.
- [92] J. Kim and S.-L. Chuang, “Theoretical and experimental study of optical gain, refractive index change, and linewidth enhancement factor of p-doped quantum-dot lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 42, no. 9, pp. 942–952, 2006.
- [93] J. Kim, M. Laemmlin, C. Meuer, D. Bimberg, and G. Eisenstein, “Static gain saturation model of quantum-dot semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 44, no. 7, pp. 658–666, 2008.
- [94] D. Labukhin and X. Li, “Polarization insensitive asymmetric ridge waveguide design for semiconductor optical amplifiers and super luminescent light-emitting diodes,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 42, no. 11, pp. 1137–1143, 2006.
- [95] M. J. Connelly, “Wideband semiconductor optical amplifier steady-state numerical model,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 3, pp. 439–447, 2001.
- [96] K. Magari, M. Okamoto, and Y. Noguchi, “1.55 μm polarization-insensitive high-gain tensile-strained-barrier MQW optical amplifier,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 11, pp. 998–1000, 1991.
- [97] K. Magari, M. Okamoto, Y. Suzuki, K. Sato, Y. Noguchi, and O. Mikami, “Polarization-insensitive optical amplifier with tensile-strained-barrier MQW structure,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 3, pp. 695–702, 1994.
- [98] T. Ito, N. Yoshimoto, K. Magari, and H. Sugiura, “Wide-band polarization-independent tensile-strained InGaAs MQW-SOA gate,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 5, pp. 657–659, 1998.
- [99] H. Carrère, V. G. Truong, X. Marie, R. Brenot, G. de Valicourt, F. Lelarge, and T. Amand, “Large optical bandwidth and polarization insensitive semiconductor optical amplifiers using strained InGaAsP quantum wells,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 12, pp. 121101-1–3, 2010.

Библиографија

- [100] A. Godefroy, A. Le Corre, F. Clérot, S. Salaün, S. Loualiche, J. C. Simon, L. Henry, C. Vaudry, J. C. Kéromnès, G. Joulié, and P. Lamouler, “1.55- μm polarization-insensitive optical amplifier with strain-balanced superlattice active layer,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 5, pp. 473–475, 1995.
- [101] Y. Zhang and P. P. Ruden, “1.3- μm polarization-insensitive optical amplifier structure based on coupled quantum wells,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 10, pp. 1509–1514, 1999.
- [102] M. Joma, H. Horikawa, C. Q. Xu, K. Yamada, Y. Katoh, and T. Kamijoh, “Polarization insensitive semiconductor laser amplifiers with tensile strained InGaAsP/InGaAsP multiple quantum well structure,” *Applied Physics Letters*, vol. 62, no. 2, pp. 121–122, 1993.
- [103] L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, T. van Dongen, R. W. M. Slootweg, J. M. M. van der Heijden, J. J. M. Binsma, and M. P. C. M. Krijn, “Polarization insensitive multiple quantum well laser amplifiers for the 1300 nm window,” *Applied Physics Letters*, vol. 62, no. 8, pp. 826–828, 1993.
- [104] D. Tishinin, K. Uppal, I. Kin, and P. D. Dapkus, “1.3- μm polarization insensitive amplifiers with integrated-mode transformers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 10, pp. 1337–1339, 1997.
- [105] Y.-S. Cho and W.-Y. Choi, “Analysis and optimization of polarization-insensitive semiconductor optical amplifiers with delta-strained quantum wells,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 37, no. 4, pp. 574–579, 2001.
- [106] G. de Valicourt, “Next generation of optical access network based on reflective-SOA,” in *Selected Topics on Optical Amplifiers in Present Scenario*, S. K. Garai, Ed., InTech, ch. 1, pp. 1–24, 2012.
- [107] J. M. Dailey and T. L. Koch, “Impact of carrier heating on SOA transmission dynamics for wavelength conversion,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 19, no. 14, pp. 1078–1080, 2007.
- [108] M. Shtaif, B. Tromborg, and G. Eisenstein, “Noise spectra of semiconductor optical amplifiers: Relation between semiclassical and quantum descriptions,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 34, no. 5, pp. 869–878, 1998.

Библиографија

- [109] M. J. Connelly, “Reflective semiconductor optical amplifier pulse propagation model,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 24, no. 2, pp. 95–97, 2012.
- [110] G. P. Agrawal and N. A. Olsson, “Self-phase modulation and spectral broadening of optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 25, no. 11, pp. 2297–2306, 1989.
- [111] D. Cassioli, S. Scotti, and A. Mecozzi, “A time-domain computer simulator of the nonlinear response of semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, no. 9, pp. 1072–1080, 2000.
- [112] C. Antonelli and A. Mecozzi, “Reduced model for the nonlinear response of reflective semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 25, no. 23, pp. 2243–2246, 2013.
- [113] A. R. Totović, J. V. Crnjanski, M. M. Krstić, and D. M. Gvozdić, “An efficient semi-analytical method for modeling of traveling-wave and reflective SOAs,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 32, no. 11, pp. 2106–2112, 2014.
- [114] A. M. de Melo and K. Petermann, “On the amplified spontaneous emission noise modeling of semiconductor optical amplifiers,” *Optics Communications*, vol. 281, no. 18, pp. 4598–4605, 2008.
- [115] B. Schrenk, “Characterization and design of multifunction photonic devices for next-generation fiber-to-the-home optical network units,” Ph.D. dissertation, Universitat Politècnica de Catalunya, 2011.
- [116] H. Ghafouri-Shiraz, *Principles of semiconductor laser diodes and amplifiers: analysis and transmission line laser modelling*, Imperial College Press, 2003.
- [117] A. R. Totović, V. G. Levajac, and D. M. Gvozdić, “Electro-optical modulation bandwidth analysis for traveling-wave and reflective semiconductor optical amplifiers in transparency operating regime,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 48, no. 4, pp. 262–1–9, 2016.
- [118] R. Loudon, D. Ramoo, and M. J. Adams, “Theory of spontaneous emission noise in multisection semiconductor lasers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 23, no. 8, pp. 2491–2504, 2005.
- [119] C. Henry, “Theory of the linewidth of semiconductor lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 18, no. 2, pp. 259–264, 1982.

Библиографија

- [120] J. M. Dailey and T. L. Koch, "Simple rules for optimizing asymmetries in SOA-based Mach-Zehnder wavelength converters," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 11, pp. 1480–1488, 2009.
- [121] C.-Y. Jin, W.-H. Guo, Y.-Z. Huang, and L.-J. Yu, "Photon iterative numerical technique for steady-state simulation of gain-clamped semiconductor optical amplifiers," *IEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 150, no. 6, pp. 503–507, 2003.
- [122] L. Occhi, L. Schares, and G. Guekos, "Phase modeling based on the α -factor in bulk semiconductor optical amplifiers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 3, pp. 788–797, 2003.
- [123] M. Osinski and J. Buus, "Linewidth broadening factor in semiconductor lasers – An overview," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 23, no. 1, pp. 9–29, 1987.
- [124] G. P. Agrawal, "Effect of gain and index nonlinearities on single-mode dynamics in semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 11, pp. 1901–1909, 1990.
- [125] B. R. Bennett, R. A. Soref, and J. A. del Alamo, "Carrier-induced change in refractive index of InP, GaAs and InGaAsP," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 1, pp. 113–122, 1990.
- [126] T. S. Moss, G. J. Burrell, and B. Ellis, *Semiconductor opto-electronics*, Butterworth, 1973.
- [127] A. M. Yacomotti, L. Furfaro, X. Hachair, F. Pedaci, M. Giudici, J. Tredicce, J. Javaloyes, S. Balle, E. A. Viktorov, and P. Mandel, "Dynamics of multimode semiconductor lasers," *Physical Review A*, vol. 69, no. 5, pp. 053816-1–9, 2004.
- [128] C. Serrat and C. Masoller, "Modeling spatial effects in multi-longitudinal-mode semiconductor lasers," *Physical Review A*, vol. 73, no. 4, pp. 043812-1–6, 2006.
- [129] G. Talli and M. J. Adams, "Amplified spontaneous emission in semiconductor optical amplifiers: modelling and experiments," *Optics Communications*, vol. 218, no. 1, pp. 161–166, 2003.
- [130] D. Marcuse, "Computer simulation of laser photon fluctuations: Theory of single-cavity laser," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 20, no. 10, pp. 1139–1148, 1984.

Библиографија

- [131] J. Park, X. Li, and W.-P. Huang, “Comparative study of mixed frequency-time-domain models of semiconductor laser optical amplifiers,” *IEE Proceedings-Optoelectronics*, vol. 152, no. 3, pp. 151–159, 2005.
- [132] E. Zhou, X. Zhang, and D. Huang, “Analysis on dynamic characteristics of semiconductor optical amplifiers with certain facet reflection based on detailed wideband model,” *Optics Express*, vol. 15, no. 14, pp. 9096–9106, 2007.
- [133] T. Mukai and Y. Yamamoto, “Noise in an AlGaAs semiconductor laser amplifier,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 30, no. 4, pp. 410–421, 1982.
- [134] E. Berglind and L. Gillner, “Optical quantum noise treated with classical electrical network theory,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 3, pp. 846–853, 1994.
- [135] S. Donati and G. Giuliani, “Noise in an optical amplifier: Formulation of a new semiclassical model,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 9, pp. 1481–1488, 1997.
- [136] 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, no. 3, pp. 288–297, 1986.
- [137] A. D’Ottavi, A. Iannone, A. Mecozzi, S. Scotti, P. Spano, R. Dall’Ara, J. Eckner, and G. Guekos, “Efficiency and noise performance of wavelength converters based on FWM in semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 7, no. 4, pp. 357–359, 1995.
- [138] H. A. Haus, “Noise figure definition valid from RF to optical frequencies,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 2, pp. 240–247, 2000.
- [139] H. A. Haus, *Electromagnetic Noise and Quantum Optical Measurements*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000.
- [140] J.-C. Simon, P. Doussiere, L. Pophillat, and B. Fernier, “Gain and noise characteristics of a 1.5 μm near-travelling-wave semiconductor laser amplifier,” *Electronics Letters*, vol. 25, no. 7, pp. 434–436, 1989.
- [141] B. S. G. Pillai, M. Premaratne, D. Abramson, K. L. Lee, A. Nirmalathas, C. Lim, S. Shinada, N. Wada, T. Miyazaki, “Analytical characterization of optical

Библиографија

- pulse propagation in polarization-sensitive semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 42, no. 10, pp. 1062–1077, 2006.
- [142] D. Ahn and S.-L. Chuang, “Optical gain and gain suppression of quantum-well lasers with valence band mixing,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, no. 1, pp. 13–24, 1990.
- [143] M. Willatzen, A. Uskov, J. Mørk, H. Olesen, B. Tromborg, and A.-P. Jauho, “Nonlinear gain suppression in semiconductor lasers due to carrier heating,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 7, pp. 606–609, 1991.
- [144] A. R. Totović, J. V. Crnjanski, M. M. Krstić, and D. M. Gvozdić, “Modelling of carrier dynamics in multi-quantum well semiconductor optical amplifiers,” *Physica Scripta*, vol. 2012, no. T149, pp. 014032-1–5, 2012.
- [145] V. V. Lysak, H. Kawaguchi, I. A. Sukhoivanov, T. Katayama, and A. V. Shulika, “Ultrafast gain dynamics in asymmetrical multiple quantum-well semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, no. 6, pp. 797–807, 2005.
- [146] V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov, O. V. Shulika, I. M. Safonov, and Y. T. Lee, “Carrier tunneling in complex asymmetrical multiple-quantum-well semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 12, pp. 1362–1364, 2006.
- [147] M. Xia and H. Ghafouri-Shiraz, “Theoretical analysis of carrier heating effect in semiconductor optical amplifiers,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 47, no. 7, pp. 2141–2153, 2015.
- [148] D. A. Tauber, R. Spickermann, R. Nagarajan, T. Reynolds, A. L. Holmes Jr, and J. E. Bowers, “Inherent bandwidth limits in semiconductor lasers due to distributed microwave effects,” *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 13, pp. 1610–1612, 1994.
- [149] J. Mørk, A. Mecozzi, and G. Eisenstein, “The modulation response of a semiconductor laser amplifier,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, pp. 851–860, 1999.
- [150] B. Wu, J. B. Georges, D. M. Cutrer, and K. Y. Lau, “On distributed microwave effects in semiconductor lasers and their practical implications,” *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 4, pp. 467–469, 1995.

Библиографија

- [151] T. Liljeberg and J. E. Bowers, “Velocity mismatch limits in semiconductor lasers and amplifiers,” *Proceedings of Lasers and Electro-Optics Society Annual Meeting, 1997. LEOS’97*, pp. 341–342, 1997.
- [152] C. Y. J. Chu and H. Ghafouri-Shiraz, “Analysis of gain and saturation characteristics of a semiconductor laser optical amplifier using transfer matrices,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, no. 8, pp. 1378–1386, 1994.
- [153] G. de Valicourt, M. A. Violas, D. Wake, F. van Dijk, C. Ware, A. Enard, D. Maké, Z. Liu, M. Lamponi, G.-H. Duan, and R. Brenot, “Radio-over-fiber access network architecture based on new optimized RSOA devices with large modulation bandwidth and high linearity,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 58, no. 11, pp. 3248–3258, 2010.
- [154] T. Durhuus, B. Mikkelsen, and K. E. Stubkjaer, “Detailed dynamic model for semiconductor optical amplifiers and their crosstalk and intermodulation distortion,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 10, no. 8, pp. 1056–1065, 1992.
- [155] M. G. Davis and R. F. O’Dowd, “A transfer matrix method based large-signal dynamic model for multielectrode DFB lasers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 11, pp. 2458–2466, 1994.
- [156] Y. Kim, H. Lee, S. Kim, J. Ko, and J. Jeong, “Analysis of frequency chirping and extinction ratio of optical phase conjugate signals by four-wave mixing in SOA’s,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, pp. 873–879, 1999.
- [157] W. Mathlouthi, P. Lemieux, M. Salsi, A. Vannucci, A. Bononi, and L. A. Rusch, “Fast and efficient dynamic WDM semiconductor optical amplifier model,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 11, pp. 4353–4365, 2006.
- [158] P. Morel and A. Sharaiha, “Wideband time-domain transfer matrix model equivalent circuit for short pulse propagation in semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 45, no. 2, pp. 103–116, 2009.
- [159] Advanced Design System from Keysight Technologies Inc., available at www.keysight.com [Accessed November 19th, 2017.]
- [160] G. Toptchiyski, S. Kindt, K. Petermann, E. Hilliger, S. Diez, and H. G. Weber, “Time-domain modeling of semiconductor optical amplifiers for OTDM

Библиографија

- applications,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 17, no. 12, pp. 2577–2583, 1999.
- [161] P. Runge, R. Elschner, and K. Petermann, “Time-domain modeling of ultralong semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 4, pp. 484–491, 2010.
- [162] M. Razaghi, V. Ahmadi, and M. J. Connelly, “Comprehensive finite-difference time-dependent beam propagation model of counterpropagating picosecond pulses in a semiconductor optical amplifier,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 27, no. 15, pp. 3162–3174, 2009.
- [163] A. Mecozzi and J. Mørk, “Saturation effects in nondegenerate four-wave mixing between short optical pulses in semiconductor laser amplifiers,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 5, pp. 1190–1207, 1997.
- [164] S. P. O. Duill and L. P. Barry, “Improved reduced models for single-pass and reflective semiconductor optical amplifiers,” *Optics Communications*, vol. 334, pp. 170–173, 2015.
- [165] M. J. Connelly, “Dynamic model of slow light in a tensile-strained semiconductor optical amplifier,” *Optical and Quantum Electronics*, vol. 46, no. 10, pp. 1247–1252, 2014.
- [166] M. J. Connelly, “Reflective semiconductor optical amplifier electrode voltage based phase shifter model,” *Proceedings of 2015 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*, pp. 39–40, 2015.
- [167] G. Liu, X. Jin, and S.-L. Chuang, “Measurement of linewidth enhancement factor of semiconductor lasers using an injection-locking technique,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 5, pp. 430–432, 2001.
- [168] B. A. Foreman, “Effective-mass Hamiltonian and boundary conditions for the valence bands of semiconductor microstructures,” *Physical Review B*, vol. 48, no. 7, pp. 4964–4967, 1993.
- [169] K. Kawano and T. Kitoh, *Introduction to optical waveguide analysis: Solving Maxwell’s equations and the Schrödinger equation*, Wiley-Interscience, 2001.
- [170] S. Adachi, “Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$,” *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 12, pp. 6030–6040, 1989.

Библиографија

- [171] K. Wünnstel, G. Laube, W. Idler, K. Daub, E. Lach, K. Dütting, M. Klenk, and M. Schilling, “High speed and polarisation insensitive interferometric wavelength converters by MQW optimisation,” *Integrated Photonics Research*, vol. 6, paper IMG-6, 1996.
- [172] D. Wolfson, “All-optical signal processing and regeneration,” Ph.D. dissertation, Technical University of Denmark, 2001.
- [173] T. D. Visser, H. Blok, B. Demeulenaere, and D. Lenstra, “Confinement factors and gain in optical amplifiers,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 10, pp. 1763–1766, 1997.
- [174] C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, Y.-H. Lo, R. Spencer, and L. F. Eastman, “Nonlinear gain coefficients in semiconductor quantum-well lasers: effects of carrier diffusion, capture, and escape,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 1, no. 2, pp. 316–330, 1995.
- [175] A. R. Totović, J. V. Crnjanski, M. M. Krstić, and D. M. Gvozdić, “An analytical solution for stationary distribution of photon density in traveling-wave and reflective SOAs,” *Physica Scripta*, vol. 2014, no. T162, pp. 014013-1–5, 2014.
- [176] E. Hairer and G. Wanner, *Solving ordinary differential equations II: Stiff and differential-algebraic problems*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.
- [177] C. Antonelli, A. Mecozzi, Z. Hu, and M. Santagiustina, “Analytic study of the modulation response of reflective semiconductor optical amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 33, no. 20, pp. 4367–4376, 2015.
- [178] W. Lee, M. Y. Park, S. H. Cho, J. Lee, C. Kim, G. Jeong, B. W. Kim, “Bidirectional WDM-PON based on gain-saturated reflective semiconductor optical amplifiers,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 17, no. 11, pp. 2460–2462, 2005.
- [179] H.-S. Kim, B.-S. Choi, K.-S. Kim, D. C. Kim, O.-K. Kwon, and D.-K. Oh, “Improvement of modulation bandwidth in multisection RSOA for colorless WDM-PON,” *Optics Express*, vol. 17, no. 19, pp. 16372–16378, 2009.
- [180] F. Xiong, W.-D. Zhong, M. Zhu, H. Kim, Z. Xu, and D. Liu, “Characterization of directly modulated self-seeded reflective semiconductor optical amplifiers utilized as colorless transmitters in WDM-PONs,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 31, no. 11, pp. 1727–1733, 2013.

Библиографија

- [181] B. Schrenk, G. de Valicourt, M. Omella, J.A. Lazaro, R. Brenot, and J. Prat, "Direct 10-Gb/s modulation of a single-section RSOA in PONs with high optical budget," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 22, no. 6, pp. 392–394, 2010.
- [182] R. Brenot, J.-G. Provost, O. Legouezigou, J. Landreau, F. Pommereau, F. Poingt, L. Legouezigou, E. Derouin, O. Drisse, B. Rousseau, F. Martin, F. Lelarge and G. H. Duan, "High modulation bandwidth reflective SOA for optical access networks," *Proceedings of 33rd European Conference and Exhibition of Optical Communication (ECOC)*, pp. 1-2, 2007.
- [183] C. Jørgensen, S. L. Danielsen, K. E. Stubkjaer, M. Schilling, K. Daub, P. Doussiere, 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," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 3, no. 5, pp. 1168–1180, 1997.
- [184] D. Marcenac and A. Mecozzi, "Switches and frequency converters based on cross-gain modulation in semiconductor optical amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 6, pp. 749–751, 1997.
- [185] D. D. Marcenac, A. E. Kelly, D. Nasset, and D. A. O. Davies, "Bandwidth enhancement of wavelength conversion via cross-gain modulation by semiconductor optical amplifier cascade," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 1442–1443, 1995.
- [186] E. Wong, K. L. Lee, and T. B. Anderson, "Directly modulated self-seeding reflective semiconductor optical amplifiers as colorless transmitters in wavelength division multiplexed passive optical networks," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 25, no. 1, pp. 67–74, 2007.

Индекс скраћеница

1R појачање.

2D дводимензионално.

2R појачање и преобликовање.

3D тродимензионално.

3R појачање, преобликовање и временско усаглашавање.

ADSL *Asymmetric Digital Subscriber Line* – асиметрична дигитална претплатничка линија.

AON *Access Optical Network* – приступна оптичка мрежа.

AOWC *All-Optical Wavelength Conversion* – све-оптичка конверзија таласних дужина.

APD *Avalanche PhotoDiode* – лавинска фотодиода.

ASE *Amplified Spontaneous Emission* – појачана спонтана емисија.

ASK *Amplitude-Shift Keying* – модулација амплитуде.

BVP *Boundary Value Problem* – контурни проблем.

CB *Conduction Band* – проводна зона.

CFL *Courant-Friedrichs-Lewy* – Курант-Фридрихс-Леви.

CH *Carrier Heating* – загревање носилаца.

CO *Central Office* – централа која обезбеђује услугу.

CW *Continuous Wave* – сигнал константне снаге.

CWDM *Coarse WDM* – груби WDM.

Индекс скраћеница

DC *Duty Cycle* – фактор испуњености бита.

DF *Distribution Fiber* – влакно за дистрибуцију.

DP-QAM *Dual Polarization QAM* – QAM са дуалном поларизацијом.

DS *Downstream* – долазни сигнал.

DWDM *Dense WDM* – густе WDM.

E/O електро-оптичка.

EDFA *Erbium Doped Fiber Amplifier* – појачавач на бази ербијумом допираног влакна.

EFA *Envelope Function Approximation* – апроксимација анвелопне функције.

ES *Excited State* – побуђено стање.

FCA *Free-Carrier Absorption* – апсорпција од стране слободних носилаца.

FCL *Fiber Cavity Laser* – ласер на бази влакна.

FDM *Finite Difference Method* – метода коначних разлика.

FEM *Finite Element Method* – метода коначних елемената.

FF *Feeder Fiber* – влакно за снабдевање.

FIR *Finite-Impulse Response* – са коначним импулсним одзивом.

FP-SOA *Fabry-Pérot SOA* – Фабри-Перо SOA.

FTTB *Fiber-to-the-Building* – влакно-до-зграде.

FTTC *Fiber-to-the-Curb* – влакно-до-насеља.

FTTH *Fiber-to-the-Home* – влакно-до-куће.

FTTx *Fiber-to-the-x* – влакно-до-х.

FWHM *Full-Width at Half-Maximum* – пуна ширина на половини максимума.

FWM *Four Wave Mixing* – четворталасно мешање.

GS *Ground State* – основно стање.

Индекс скраћеница

GVD *Group Velocity Dispersion* – дисперзија групе брзине (унутармодална дисперзија).

HH *Heavy Hole* – тешке шупљине.

IFD-BPM *Improved Finite-Difference Beam Propagation Model* – унапређени модел простирања снопа заснован на коначним разликама.

IGV *Initial Guess Values* – претпостављене почетне вредности.

IL FP-LD *Injection Locked Fabry-Pérot Laser Diode* – инјекционо спрегнута Фабри-Перо ласерска диода.

IVBA *Inter-Valence Band Absorption* – међузонска апсорпција унутар валентне зоне.

LEF *Linewidth Enhancement Factor* – фактор проширења линије.

LH *Light Hole* – лаке шупљине.

LHS *Left-Hand Side* – лева страна једнакости.

LK *Luttinger-Kohn* – Латинџер-Кон.

MEMS *Micro-Electro-Mechanical System* – микро-електро-механички систем.

MQW *Multiple QW* – вишеструке QW.

MZI *Mach-Zehnder Interferometer* – Мах-Зендеров интерферометар.

NAGEM *Numerically Assisted Gaussian Elimination Method* – нумерички потпомогнута Гаусова метода елиминације променљивих.

NF *Noise Figure* – логаритамски фактор шума.

NLSE *Nonlinear Schrödinger Equation* – нелинеарна Шредингера једначина.

NOT логички инвертер.

NRZ *Non-Return-to-Zero* – без повратка на нулу.

О/Е опто-електронска.

О/О опто-оптичка.

Индекс скраћеница

OLT *Optical Line Terminal* – оптички линијски терминал.

ONU *Optical Network Unit* – оптичка корисничка јединица.

OR „Или“ логичко коло.

OXC *Optical Cross Connect* – оптичко чвориште за унакрсно повезивање.

P2P *Point-to-Point* – тачка-тачка пренос.

PIC *Photonic Integrated Circuit* – фотонско интегрисано коло.

PON *Passive Optical Network* – пасивна оптичка мрежа.

PSK *Phase-Shift Keying* – модулација фазе.

QAM *Quadrature Amplitude Modulation* – квадратурна амплитудска модулација.

QD *Quantum Dot* – квантна тачка.

QDash *Quantum Dash* – квантна црта.

QW *Quantum Well* – квантна јама.

RAM *Random Access Memory* – меморија са случајним приступом.

REAM *Reflective Electro Absorption Modulator* – рефлексциони електро-апсорпциони модулатор.

RHS *Right-Hand Side* – десна страна једнакости.

RN *Remote Node* – удаљено чвориште.

RoF *Radio-over-Fiber* – радио-преко-vlakна.

RSOA *Reflective SOA* – рефлексциони SOA.

Rx *receiver* – пријемник.

RZ *Return-to-Zero* – са повратком на нулу.

SCH *Separate Confinement Heterostructure* – одвојена хетероструктура за конфинирање.

SCNM *Self-Consistent Numerical Method* – самосагласни нумерички метод.

Индекс скраћеница

SHB *Spectral Hole Burning* – прогоревање спектра.

SNR *Signal-to-Noise Ratio* – однос сигнал-шум.

SO *Spin-Orbit* – спин-орбитна.

SOA *Semiconductor Optical Amplifier* – полупроводнички оптички појачавач.

SPM *Self Phase Modulation* – сопствена фазна модулација.

SWN *Switching Node* – чвор за комутацију.

TE трансверзално електрични.

TM трансверзално магнетски.

TMM *Transfer Matrix Method* – метода преносне матрице.

TMW *Traveling Microwave* – путујући микроталас.

TPA *Two-Photon Absorption* – дво-фотонска апсорпција.

TW-SOA *Traveling-Wave SOA* – SOA на бази путујућег таласа.

Tx *transmitter* – предајник.

UNR *Ultrafast Nonlinear Refraction* – ултра-брзо нелинеарно преламање.

US *Upstream* – одлазни сигнал.

VB *Valence Band* – валентна зона.

WDM *Wavelength Division Multiplexing* – мултиплексирање по таласним дужинама.

WGR *Waveguide Grating Router* – оптички таласоводни рутер.

Wi-Fi *Wireless-Fidelity*.

WiMAX *Worldwide Interoperability for Microwave Access*.

WL *Wetting Layer* – влажећи слој.

XGM *Cross Gain Modulation* – унакрсна модулација појачањем.

XOR „Искључиво-или“ логичко коло.

XPM *Cross Phase Modulation* – унакрсна фазна модулација.

Биографија

Ангелина Р. Тотовић рођена је 10. јуна 1988. године у Крагујевцу, где је завршила основну школу и Прву крагујевачку гимназију као носилац Вукове дипломе. Основне и мастер академске студије завршила је на Електротехничком факултету Универзитета у Београду, на смеру за Наноелектронику, оптоелектронику и ласерску технику, 2011. и 2013. године, са просечним оценама, 9.47 и 10.00. Током студија била је стипендиста Републичке фондације за развој научног и уметничког подмлатка, а 2011. године додељена јој је стипендија компаније Vip Mobile кроз пројекат „Буди Вип студент“. Докторске студије уписала је 2013. године на модулу Наноелектроника и фотоника, Електротехничког факултета у Београду.

Марта 2012. године Ангелина је изабрана у звање сарадника у настави, а фебруара 2014. године у звање асистента за област Физичка електроника, при Катедри за Микроелектронику и техничку физику Електротехничког факултета у Београду. Учествовала је у извођењу наставе у облику аудиторних и лабораторијских вежби у оквиру већег броја предмета из области физичке електронике. Током своје каријере, објавила је 12 научних радова у часописима са SCI листе, од којих је 6 директно повезано са темом дисертације.

Добитник је награде „Проф. др Илија Стојановић“ Теленор фондације за најбољи научни рад у области телекомуникација 2014. године, као и награде „Александар Маринчић“, 2016. године, коју додељује Удружење за микроталасну технику, технологије и системе, за најбољи научни рад у областима које покрива МТТС удружење. Током октобра 2016. године боравила је на Факултету за Информационо инжењерство, Универзитета у Падови, Италија, у оквиру стипендије *Coimbra* групе. Маја 2017. године добила је стипендију удружења SPIE за усавршавање и истраживање на пољу оптике и фотонике.

Члан је OSA и SPIE удружења.

Прилог 1.

Изјава о ауторству

Потписани-а Ангелина Тотовић

број индекса 2013/5013

Изјављујем

да је докторска дисертација под насловом

Моделовање полупроводничких оптичких појачавања за
примене у оптичким приступним мрежама

- резултат сопственог истраживачког рада,
- да предложена дисертација у целини ни у деловима није била предложена за добијање било које дипломе према студијским програмима других високошколских установа,
- да су резултати коректно наведени и
- да нисам кршио/ла ауторска права и користио интелектуалну својину других лица.

Потпис докторанда

У Београду, 01.02.2018.

Ангелина Тотовић

Прилог 2.

Изјава о истоветности штампане и електронске верзије докторског рада

Име и презиме аутора Ангелина Тотовић
Број индекса 2013/5013
Студијски програм Наноелектроника и фотоника
Наслов рада Моделовање полупроводничких оптичких појачавача за примене у оптичким приступним мрежама
Ментор проф. др Дејан Гвоздић

Потписани/а Ангелина Тотовић

Изјављујем да је штампана верзија мог докторског рада истоветна електронској верзији коју сам предао/ла за објављивање на порталу **Дигиталног репозиторијума Универзитета у Београду**.

Дозвољавам да се објаве моји лични подаци везани за добијање академског звања доктора наука, као што су име и презиме, година и место рођења и датум одбране рада.

Ови лични подаци могу се објавити на мрежним страницама дигиталне библиотеке, у електронском каталогу и у публикацијама Универзитета у Београду.

Потпис докторанда

У Београду, 01.02.2018.

Ангелина Тотовић

Прилог 3.

Изјава о коришћењу

Овлашћујем Универзитетску библиотеку „Светозар Марковић“ да у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду унесе моју докторску дисертацију под насловом:

Моделовање полупроводничких оптичких појачача за
примене у оптичким приступним мрежама

која је моје ауторско дело.

Дисертацију са свим прилозима предао/ла сам у електронском формату погодном за трајно архивирање.

Моју докторску дисертацију похрањену у Дигитални репозиторијум Универзитета у Београду могу да користе сви који поштују одредбе садржане у одабраном типу лиценце Креативне заједнице (Creative Commons) за коју сам се одлучио/ла.

1. Ауторство

2. Ауторство - некомерцијално

3. Ауторство – некомерцијално – без прераде

4. Ауторство – некомерцијално – делити под истим условима

5. Ауторство – без прераде

6. Ауторство – делити под истим условима

(Молимо да заокружите само једну од шест понуђених лиценци, кратак опис лиценци дат је на полеђини листа).

Потпис докторанда

У Београду, 01.02.2017.

Angelina Tokić

1. Ауторство - Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце, чак и у комерцијалне сврхе. Ово је најслободнија од свих лиценци.

2. Ауторство – некомерцијално. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела.

3. Ауторство - некомерцијално – без прераде. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела. У односу на све остале лиценце, овом лиценцом се ограничава највећи обим права коришћења дела.

4. Ауторство - некомерцијално – делити под истим условима. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца не дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада.

5. Ауторство – без прераде. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, без промена, преобликовања или употребе дела у свом делу, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела.

6. Ауторство - делити под истим условима. Дозвољавање умножавања, дистрибуцију и јавно саопштавање дела, и прераде, ако се наведе име аутора на начин одређен од стране аутора или даваоца лиценце и ако се прерада дистрибуира под истом или сличном лиценцом. Ова лиценца дозвољава комерцијалну употребу дела и прерада. Слична је софтверским лиценцама, односно лиценцама отвореног кода.