

UNIVERZITET U BEOGRADU
ELEKTROTEHNIČKI FAKULTET

Petar S. Matavulj

*Prilog analizi odziva brzih
poluprovodničkih lasera sa kvantnom
jamom: Efekat struje curenja*

Doktorska disertacija

BEOGRAD
2001.god.

Kandidat:

Mr Petar S. Matavulj

Doktorska disertacija:

*Prilog analizi odziva brzih poluprovodničkih lasera sa kvantnom jamom:
Efekat struje curenja*

Mentor:

Dr Jovan Radunović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu

Članovi komisije za javnu odbranu:

1. Dr Jovan Radunović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu
2. Dr Božidar Stanić, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu u penziji
3. Dr Vitomir Milanović, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu
odsutan, dao saglasnost za usmenu odbranu
4. Dr Aleksandar Marinčić, redovni profesor Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu u penziji
5. Dr Dejan Gvozdić, docent Elektrotehničkog fakulteta u Beogradu

Beograd, 5. april 2002.god.

Mr Petar S. Matavulj

Doktorska disertacija:

*Prilog analizi odziva brzih poluprovodničkih lasera sa kvantnom jamom:
Efekat struje curenja*

Apstrakt

Brzi poluprovodnički kvantni laseri su optoelektronske komponente koje, danas, postavljaju limite brzine prenosa podataka optičkim komunikacionim vezama. Za pravilnu analizu (ultra-)brzih odziva takvih lasera neophodno je pored konfiniranih i nekonfiniranih nosilaca razmatrati i kvazi-konfinirane nosioce, kao i uticaj struje curenja.

Cilj analize u ovoj disertaciji jeste optimizacija i dizajn poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom. Za to se koristi formirani kompletni model, zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza, a celokupna analiza se sprovodi u sva tri karakteristična režima rada naprave: DC, AC i *transient*, pomoću SPICE-a. Posebna pažnja se posvećuje uticaju struje curenja koja postoji kod relnih naprava.

Formirani numerički aparat predstavlja vrlo efikasan i jednostavan instrument za optimizaciju (ultra-)brzih poluprovodničkih lasera sa kvantnom jamom, a istovremeno je pogodan za direktnu implementaciju u moderne *TCAD Driven CAD* kompleksne simulacione programske pakete.

Ključne reči: kvazi-konfinirana stanja, laser sa kvantnom jamom, SPICE, struja curenja, tronivovske brzinske jednačine, transportni procesi.

Petar S. Matavulj, M. Sc. Elec. Eng.

PhD Thesis:

Contribution to the Analysis of High-Speed Single Quantum Well Laser Response: Effect of Leakage Current

Abstract

High-speed quantum well lasers are optoelectronics devices that currently limit fast data transfer in optical communications. Consideration of the quasi-confined carriers together with confined and unconfined carriers and the leakage current is necessary for an accurate analysis of (ultra) high-speed quantum well laser response.

The main goal of the analysis presented in this thesis is the optimization and design of the single quantum well laser. The complete model based on three-valley rate equations has been used, and the whole analysis has been carried out for three different device operation modes (DC, AC, and transient) using SPICE. Particular attention has been paid to the influence of the leakage current that exists in a real device.

The numerical tool designed is a very efficient and simple tool for optimization of (ultra) high-speed quantum well lasers and at the same time convenient for direct implementation in the TCAD Driven CAD modern complex simulation packages.

Key words: carrier transport processes, gateway states, leakage current, single quantum well laser, SPICE, three-level rate equations.

Mr Петар С. Матавуљ

Докторская диссертация:

Приложение анализу отклика быстрых полупроводниковых лазеров с квантовой ямой: Эффект струи вытекания.

Mr Petar S. Matavulj

Doktorarbeit:

Beitrag zur Analyse der Antwort von Hochgeschwindigkeitsquantenfilm-lasern: Effekt des Kriechstromes

Autor se zahvaljuje:

- **svom mentoru, prodekanu prof. dr Jovanu Radunoviću,**
za suštinske savete i svesrdnu podršku u toku izrade ove disertacije,
- **svim kolegama i kolegamicama sa katedre za Mikroelektroniku i Tehničku fiziku,**
za korisnu saradnju.

Sadržaj

I	Uvod	1
II	Poluprovodnički kvantni laseri	7
1.	Osobine poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama	12
1.1.	Struktura i konstrukcija	13
1.2.	Osnovne karakteristike	17
1.3.	Prednost lasera sa kvantnim jamama u odnosu na dvostruko-heterostrukturne lasere	28
2.	Modelovanje odziva	29
2.1.	Mogući načini modelovanja	30
2.2.	Transportni procesi	32
2.2.1.	Prostorni transport	33
2.2.2.	Energetski transport	37
2.2.3.	Kvazi-konfinirana 2D stanja	41
2.3.	Jednačine prelaza	43
2.3.1.	Jednonivovske	45
2.3.2.	Dvonivovske	47
2.3.3.	Tronivovske	48
2.4.	Ekvivalentno električno kolo SQWL	50
III	Pregled rezultata analize odziva	

	poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama	53
3.	Analiza odziva	55
4.	SPICE analiza odziva	68
IV	Kompletan model zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza	89
5.	Efekat struje curenja	91
6.	Kompletan sistem proširenih jednačina prelaza	96
7.	Kompletno ekvivalentno električno kolo	99
V	Rezultati SPICE simulacija kompletnog modela	103
8.	SPICE programski paket	105
8.1.	SPICE iznutra	109
8.1.1.	Pregled rada SPICE-a	109
8.1.2.	Struktura SPICE-a	111
8.2.	Konvergentnost i stabilnost SPICE algoritma	118
9.	Parametri analiziranog lasera korišćeni u simulacijama	126
9.1.	Stalni parametri	127
9.2.	Promenljivi parametri	130
10.	Analiza rezultata dobijenih numeričkim proračunom	132
10.1.	DC analiza	135
10.2.	AC analiza	141
10.3.	TRAN analiza	153

VI	Zaključak	175
	Prilog	181
	Prilog A. Distribuirani model MQWL sa višestrukim energetskim nivoima u QW	181
	Prilog B. Izvođenje ekvivalentnog sistema strujnih jednačina iz sistema tronivovskih jednačina prelaza	185
	Prilog C. SPICE program korišćen za numeričku simulaciju	189
	Prilog D. Kompletno ekvivalentno električno kolo SQWL	194
	Literatura	I
	Spisak skraćenica i oznaka	XIV

Lista slika

0.1.	Prihod od prodaje lasera u svetu za period 1997-2000. godine sa prognozom za 2001. godinu [88].	2
1.1.	Pregled poluprovodničkih jedinjenja koja se koriste za izradu lasera [14].	14
1.2.	Struktura SQW ili MQW BRWL [70, 72].	16
1.3.	Dvodimenzionalna gustina stanja konfiniranih nosilaca.	18
1.4.	Zavisnost optičkog pojačanja od gustine nosilaca za <i>bulk</i> poluprovodnik, QW i napregnutu QW [22].	23
2.1.	Šematski dijagram transporta nosilaca unutar aktivne oblasti QWL.	33
2.2.	Šematski dijagram transporta nosilaca u dva različita slučaja: širina SCH oblasti je a) manja od MFP i b) veća od MFP.	34
2.3.	Šematski prikaz pristupnih stanja (<i>gateway states</i>) u aktivnoj oblasti SQWL.	42
2.4.	Šematski prikaz odgovarajuće vrste nosilaca i pripadajućeg sistema jednačina prelaza za QWL.	46
2.5.	Ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom i odgovarajućim poprečnim presekom jednog dela strukture SQWL.	52

3.1.	Mereni frekventni odziv za SQWL sa a) uskim i b) širokim SCH oblastima [74, 75].	58
3.2.	Poređenje izračunatih i izmerenih vrednosti granične učestanosti u funkciji od širine SCH oblasti SQWL [74, 75].	59
3.3.	Intenzitetno modulisan odziv SQWL sa širokim SCH oblastima [79].	62
3.4.	<i>Turn-on delay time</i> za SQWL sa različitim širinama SCH oblasti [79].	63
3.5.	Frekventni odziv istog SCH SQW lasera opisan dvonivovskim [75] i tronivovskim jednačinama prelaza [66].	65
4.1.	Kompletno unutrašnje ekvivalentno električno kolo QWL [49].	69
4.2.	Ekvivalentno električno kolo QWL i šematski prikazan modulisan odziv u tri karakteristična slučaja [49].	70
4.3.	Dvoportni <i>large-signal</i> model ekvivalentnog električnog kola injeccionog lasera [109].	72
4.4.	Modulisan odziv SCH QWL kao funkcija vremena prostornog transporta [61].	73
4.5.	Impulsni odziv SCH QWL sa različitim strujama polarizacije [60].	74
4.6.	Vreme kašnjenja SCH QWL u funkciji struje polarizacije dobijeno iz SPICE-om simuliranog impulsnog odziva kao što je isti prikazan na slici 4.5. [60].	75
4.7.	Ekvivalentno električno kolo QWL: a) električni blok, b) optički blok, c) termalni blok [13].	79
4.8.	a) Poređenje eksperimentalnih i simuliranih L-I krivih u blizini praga QW <i>ridge</i> laserske diode; b) Poređenje eksperimentalne i simuliranih L-I krivih sa i bez termalnih efekata pri velikim strujnim polarizacijama [13].	80
4.9.	SPICE reprezentacija ekvivalentnog električnog kola zasnovana na tronivovskim jednačinama prelaza [106].	84

4.10.	Poređenje simuliranih i izmerenih moduliranih odziva SQWL za širinu SCH oblasti od 300nm [106].	85
4.11.	Poređenje simuliranih moduliranih odziva SQWL dobijenih dvonivovskim i tronivovskim modelom za širinu SCH oblasti od 300nm [106].	86
4.12.	Rezultati simulacije SQWL sa širinom SCH oblasti od 300nm u vremenskom domenu [106].	86
5.1.	Skica strujne injekcije u SCH QW strukturu [41].	93
5.2.	Strujna injekciona efikasnost za različite tipove SCH struktura u funkciji a) injektovane gustine nosilaca u aktivnoj oblasti i b) debljine aktivnog sloja [41].	95
6.1.	Šematski prikaz razmatranih fizičkih procesa u SQWL [62]. . .	97
7.1.	Kompletno ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom - I deo.	101
7.2.	Kompletno ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom - II deo.	102
8.1.	Memorijska mapa za SPICE2 program.	112
8.2.	Algoritam glavnog SPICE2 programa definisan glavnom kontrolnom petljom.	115
8.3.	a) Algoritam DC analizacione petlje; b) Algoritam AC analizacione petlje i petlje za izračunavanje DC radne tačke; c) Algoritam Tran analizacione petlje.	117
9.1.	Fitovana kriva zavisnosti materijalnog pojačanja razmatrane laserske strukture u funkciji gustine struje.	129
10.1.	DC odzivi razmatranog SQWL dobijeni kompletnim modelom, kad se u obzir ne uzima efekat struje curenja za različite širine SCH oblasti.	136

10.2.	Poređenje DC odziva četiri različita razmatrana SPICE programa za $\xi = 0$ ($L_{SCH} = 76, 300$ nm).	137
10.3.	Poređenje DC odziva dva različita razmatrana SPICE programa za $\xi \neq 0$ ($L_{SCH} = 76, 300$ nm).	139
10.4.	Zavisnost struje praga razmatranog SQWL u funkciji faktora curenja za tri različite širine SCH oblasti.	140
10.5.	Poređenje AC odziva četiri različita razmatrana SPICE programa za $\xi = 0$ ($L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm, $I_B = 2, 15$ mA).	142
10.6.	Poređenje AC odziva (uvećano) četiri različita razmatrana SPICE programa za $\xi = 0$ ($L_{SCH} = 76, 300$ nm, $I_B = 15$ mA).	143
10.7.	Poređenje AC odziva dobijenih kompletnim modelom za $\xi \neq 0$ ($L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm, $I_B = 2, 15$ mA).	145
10.8.	Poređenje idealnog i realnih frekventnih odziva, dobijenih kompletnim modelom.	147
10.9.	Poređenje AC odziva dobijenih kompletnim modelom sa i bez parazitnog kola ($\xi = 0$, $L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm, $I_B = 2, 15$ mA).	149
10.10.	Poređenje AC odziva dobijenih kompletnim modelom, sa i bez parazitnog kola ($\xi \neq 0$, $L_{SCH} = 76$ nm i $I_B = 15$ mA).	150
10.11.	Zavisnost granične učestanosti razmatranog SQWL u funkciji faktora curenja za tri različite širine SCH oblasti i dve različite struje polarizacije.	151
10.12.	Laser start. ($L_{SCH} = 76$ nm, $I_B = 0$ mA, $I_P = 2, 2.5, 3.5, 5, 10, 15$ mA i $\xi = 0$).	154
10.13.	Laser start. ($L_{SCH} = 76$ nm, $I_B = 0, 0.5, 1, 1.25$ mA, $I_P = 2.5$ mA i $\xi = 0$).	155
10.14.	Poređenje Tran odziva četiri različita razmatrana SPICE programa, za $\xi = 0$ ($L_{SCH} = 76$ nm, $I_B = 0, 2, 15$ mA, $I_P = 5$ mA).	157
10.15.	Poređenje Tran odziva četiri različita razmatrana SPICE programa, za $\xi = 0$ ($L_{SCH} = 300$ nm, $I_B = 0, 2, 15$ mA, $I_P = 5$ mA).	158

10.16. Poređenje Tran odziva (uvećano) četiri različita razmatrana SPICE programa za $\xi = 0$	159
10.17. Tran odzivi dobijeni kompletnim modelom ($\xi = 0$, $L_{SCH} = 76,300$ nm, $I_B/I_{th} = 0,2,15$, $I_P/I_{th} = 5$).	162
10.18. Zavisnost vremena kašnjenja razmatranog SQWL u funkciji visine normalizovanog strujnog digitalnog impulsa ($I_B/I_{th} = 0$)	164
10.19. Zavisnost ER-a razmatranog SQWL u funkciji normalizovane (u odnosu na struju praga) struje polarizacije lasera ($I_P/I_{th} = 5$).	164
10.20. Poređenje Tran odziva dobijenih kompletnim modelom sa i bez parazitnog kola ($\xi = 0$, $L_{SCH} = 76,300$ nm, $I_B = 0,2,15$ mA, $I_P = 5,30$ mA).	167
10.21. Poređenje Tran odziva (uvećano) dobijenih kompletnim modelom sa i bez parazitnog kola ($\xi = 0$, $L_{SCH} = 76,300$ nm, $I_B = 2,15$ mA, $I_P = 5,30$ mA).	168
10.22. Poređenje Tran odziva dobijenih kompletnim modelom ($\xi \neq 0$, $L_{SCH} = 76,300$ nm, $I_B = 0,2,15$ mA, $I_P = 5$ mA).	170
10.23. Poređenje Tran odziva (uvećano) dobijenih kompletnim modelom ($\xi \neq 0$, $L_{SCH} = 76,300$ nm, $I_B = 0,2,15$ mA, $I_P = 5$ mA).	171
10.24. Zavisnost vremena kašnjenja razmatranog SQWL u funkciji faktora curenja ($I_B = 0$ mA i $I_P = 5$ mA).	173
10.25. Zavisnost ER-a razmatranog SQWL u funkciji faktora curenja ($I_P = 5$ mA, $I_B = 2,15$ mA, $L_{SCH} = 76,300$ nm).	174

Lista tabela

8.1.	SPICE flegovi i njihove vrednosti za odgovarajući tip analize. . .	118
8.2.	Pregled načina za prevazilaženje nekonvergentnosti SPICE algoritma [55].	125
9.1.	Stalni parametri SQWL korišćeni u SPICE simulacijama.	128
9.2.	Parametri elemenata parazitnog električnog kola SQWL korišćeni u SPICE simulacijama.	130
9.3.	Promenljivi parametri SQWL korišćeni u SPICE simulacijama.	131

Deo I

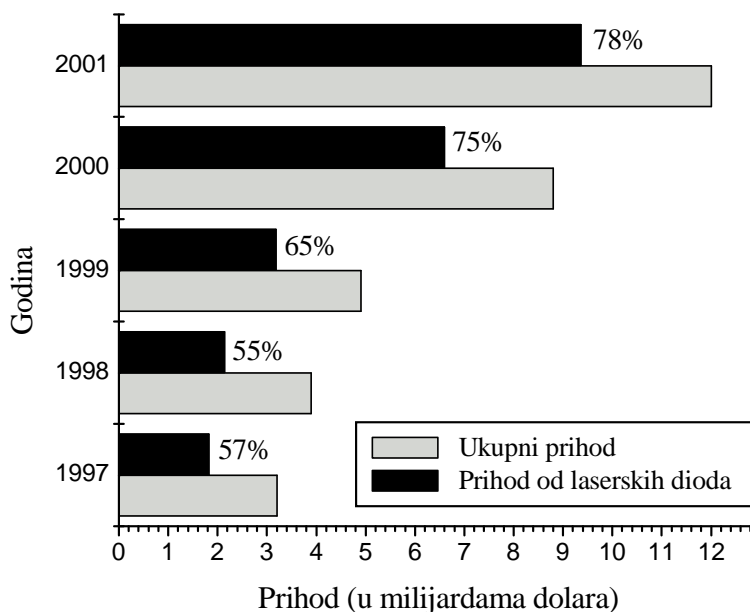
Uvod

Stalni privredni rast i razvoj ljudskih odnosa uspostavio je dve osnovne činjenice na kojima je utemeljena superiornost poluprovodničkih lasera. Njihov položaj danas je takav da ne postoji ni jedan drugi tehnički i tehnološki proizvod koji bi prevazišao njihovu upotrebnu vrednost. Zato se ne govori bez razloga da je poluprovodnički laser revolucionarni tehnološki proizvod.

Prva činjenica je posledica svetske globalizacije koja je usloвила da informacija postane glavni pokretač svetskog razvoja. Potreba za sve većom razmenom informacija iznedrila je neminovnost utemeljenja optičkih komunikacija. Kao što je i poznato dva osnovna elementa optičkih komunikacija su emiteri i prijemnici svetlosti. Od njihovog usavršavanja i unapređenja isključivo zavisi dalji razvoj optičkih komunikacija, tj. indirektno dalji razvoj svetske privrede. Stoga su optimizacija i poboljšanje dizajna ovih naprava postali predmet rada velikog broja naučnika i stručnjaka širom sveta. I kod nas se nekolicina autora bavila ovim problemom [25, 37, 63]. Pri tome emiteri svetlosti, od kojih se u većini slučajeva koriste poluprovodnički laseri, su elementi koji postavljaju limite kvaliteta cele optičke veze.

Druga činjenica direktno proizilazi iz sledećeg pitanja koje, danas, kruži po vodećim svetskim stručnim magazinima: *Da li znate da je većina emitovane svetlosti, direktno ili indirektno, proizvedena poluprovodničkim laserskim diodama?* [64]

Podaci pokazuju da godišnji prihod od prodaje svih proizvedenih lasera tročetvrtinski pripada poluprovodničkim laserima, dok je procenat veći od 99.5% kad se broje pojedinačno proizvedeni laseri (Slika 0.1.). Ovo samo govori da su i da će i ubuduće poluprovodnički laseri opravdavati epitet revolucionarne tehnološke naprave i daljim svojim razvojem potpuno izmeniti čovečanstvo.



Slika 0.1. Prihod od prodaje lasera u svetu za period 1997-2000. godine sa prognozom za 2001. godinu [88].

Poluprovodnički laseri su prošli dug put u svom razvoju od otkrića 1962.god. Počev od prvih poluprovodničkih lasera koji su u osnovi imali $p-n$ spoj i bili hlađeni, preko mnogo savršenijih DHL (*Double Heterostructure Lasers* - dvostruko-heterostrukturalni laseri), koji su uslovlili nastanak prve generacije optičkih komunikacija [4], danas imamo uvođenje sistema sa ultra-brzim kvantnim poluprovodničkim laserima. Oni primenu nalaze u svim sferama ljudskog života: osnovni su element u svih pet generacija optičkih komunikacionih sistema [3], medicini, "potrošačkoj" elektronici, nauci, itd. Stalni tehnološki razvoj stvorio je veliki napredak na polju minijaturizacije poluprovodničkih naprava kada klasične mikroelektronske naprave postaju kvantne nanostrukture [45, 92] sa superiornim karakteristikama. One omogućavaju konstrukciju poluprovodničkih lasera na bazi kvantnih struktura koji imaju ubedljivo najbolje

karakteristike u porodici poluprovodničkih lasera kad su u pitanju brzina rada i mala potrošnja, dva osnovna faktora koja karakterišu dobar kvalitet u većini sfera njihove primene. Ovi laseri su manje proučavani od drugih poluprovodničkih lasera, posebno kad je reč o njihovim transportnim osobinama. Obećavajući potencijal ovih lasera u skoroj budućnosti, posebno lasera sa kvantnim jamama, opredelio je autora da se pozabavi njihovom analizom i optimizacijom.

Do sada je objavljeno jako mnogo radova koji se bave elektronskim osobinama kvantnih struktura dok je broj radova koji analiziraju kvantne naprave daleko manji. Ako se još doda analiza transportnih procesa onda je taj broj manji od par procenata. To je i razlog što je u poslednjoj dekadi prošlog veka iskazana potreba za formiranjem modela pomoću kojih bi bio analiziran odziv ovakvih naprava, posebno kvantnih lasera. Najčešći pristup u analizi odziva lasera je korišćenje jednačina prelaza (brzinskih jednačina, *rate equations*). Ove jednačine su manje ili više složene u zavisnosti od tipa poluprovodničkog lasera. Njihova složenost naglo raste sa minijaturizacijom lasera pa se analiza odziva znatno otežava. U ovom radu je korišćen kompletan model zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza (*three-level rate equations*), posebno pogodan za optimizaciju ultra-brzih lasera sa kvantnim jamama.

Model zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza se sastoji od četiri diferencijalne jednačine od kojih tri opisuju dinamiku naelektrisanih nosilaca a četvrta dinamiku fotona. Suština ovog modela je uvođenje tzv. pristupnih stanja (*gateway states*) [66] preko kojih se vrši razmena naelektrisanih nosilaca između heterostrukturalnih oblasti (u kojima nosioci nisu konfinirani, imaju 3D karakter) i kvantne jame (u kojima su nosioci konfinirani, imaju 2D karakter). Pristupna stanja su kvazi-konfinirana stanja (imaju kvazi 2D karakter) pošto su nosioci prostorno lokalizovani u kvantnoj jami ali imaju energije iznad barijere jame tj. imaju 3D karakter i nisu (potpuno) konfinirani. To znači da prve tri jednačine opisuju dinamiku nekonfiniranih (slobodnih) nosilaca u SCH (*Separate Confinement Heterostructure* - posebna heterostruktura koja konfinira efektivno lasersko zračenje) oblastima, dinamiku kvazi-konfiniranih nosilaca u QW (*Quantum Well* -kvantna jama) i dinamiku konfiniranih nosilaca u QW, redom. Ovakav sistem diferencijalnih jednačina, kada je neophodna

potpuna analiza (analiza i velikih i malih signala), mora se rešavati numeričkim putem.

Različiti numerički algoritmi se mogu koristiti. Od svih dosadašnjih objavljenih potpunih analiza lasera pomoću jednačina prelaza razlikuju se dva pristupa. Jedan je robusniji pristup koji podrazumeva formiranje sopstvenog numeričkog algoritma i pisanje programa za njegovo rešavanje [79], a drugi korišćenje nekog od gotovih *software*-skih paketa za analizu poluprovodničkih električnih kola [33, 54]. Premda je prvi sigurniji i efikasniji u pogledu konvergentnosti i stabilnosti algoritma on nije pristupačan širem krugu inženjera koji se bave laserskim dizajnom (nije *user-friendly*), što je danas vrlo važna pretpostavka kad se razmatra modelovanje lasera. Drugi način podrazumeva uglavnom korišćenje SPICE programskog paketa [13, 109], s obzirom da nijedan drugi programski paket za rešavanje poluprovodničkih električnih kola, koji je široko rasprostranjen među mikroelektronskim i laserskim inženjerima, ne može rešavati nelinearna električna kola. (Potpuna analiza lasera podrazumeva analizu nelinearnih fizičkih procesa - analiza velikih signala). Analiza odziva kvantnih lasera pomoću SPICE-a povlači za sobom velike probleme oko konvergentnosti numeričkih proračuna s obzirom na međusobnu uslovljenost diferencijalnih jednačina u posmatranom sistemu, te je stoga neminovno posebno obratiti pažnju na izbor što je moguće manje zavisnih elemenata u električnom kolu kojim se modeluje posmatrani laser.

Kompletan sistem tronivovskih jednačina prelaza prezentiran u ovom radu obuhvata i efekat struje curenja [41]. Efekat struje curenja nosilaca podrazumeva nekorisno bežanje nosilaca iz pristupnih stanja čime se znatno kvare karakteristike posmatranog lasera. Implementacija ovog efekta u sistem tronivovskih jednačina prelaza podrazumeva dodavanje još jedne jednačine koja omogućava baratanje sa odbeglim nosiocima. Kompletan model koji je u radu primenjen na laser sa jednom kvantnom jamom sastoji se od ukupno pet diferencijalnih jednačina od kojih prve dve opisuju dinamiku nekonfiniranih nosilaca u levoj i desnoj SCH oblasti, a ostale tri dinamiku naelektrisanih nosilaca i fotona kao što je to objašnjeno u gornjem tekstu. Za numeričko rešavanje ovog sistema jednačina korišćen je OrCAD SPICE programski paket verzija 9.0 namenjen PC računarima sa *Microsoft*-ovim operativnim sistemom. Izvršena je trostruka analiza odziva posmatranog lasera: DC (određivanje strujno-

naponske karakteristike lasera; L-I, *light-current*), AC (analiza malih signala) i Tran (*transient*; analiza odziva na veliki pobudni digitalni signal). Rezultati su poređeni u odnosu na dosad objavljene rezultate, a posebna pažnja je posvećena analizi uticaja struje curenja na osnovne karakteristike lasera, struju praga i graničnu učestanost, i analizi distorzije digitalnog signala.

Rad je sistematizovan u šest delova.

U prvom delu su iznete uvodne napomene i opisan je pristup analiziranom problemu.

U drugom delu su opisane osnovne karakteristike poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama. Naglasak je stavljen na one osobine koje su od važnosti za sprovedenu analizu. Istaknuta je i superiornost ovih lasera u odnosu na ostale poluprovodničke lasere. Potom su opisani različiti načini modelovanja odziva. Detaljno je objašnjeno modelovanje pomoću jednačina prelaza sa objašnjavanjem prisutnih transportnih procesa i različitih sistema jednačina prelaza. Na kraju je nešto rečeno o ekvivalentnom električnom kolu lasera sa kvantnom jamom.

Treći deo predstavlja pregled najznačajnijih do sad objavljenih radova u kojima se analizira odziv lasera sa kvantnim jamama. Publikovani rezultati su razmatrani u dve odvojene celine. Jednu čine radovi u kojima se analizira odziv lasera bez obzira koji tip analize je primenjen, a drugu radovi u kojima je odziv analiziran isključivo pomoću SPICE-a.

U četvrtom delu je opisan kompletan model poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza. Uveden je pojam struje curenja i objašnjena nadgradnja postojećih modela. Po prvi put je prikazano kompletno ekvivalentno električno kolo lasera sa kvantnom jamom, koje proizlazi iz ovog modela, sa svih svojih pet karakterističnih gradivnih blokova.

Peti deo opisuje rezultate numeričke analize. Prvo je opisan SPICE programski paket i problemi na koje se nailazi tokom programske implementacije usvojenog modela i njegove simulacije. Potom je jedan deo posvećen obrazlaganju izbora korišćenih parametara s obzirom da je to predstavljalo dodatan problem autoru, jer se barata sa obimnijim skupom međusobno uslovljenih karakterističnih parametara lasera koji

bitno utiču na rezultate analize odziva. Na kraju ovog dela prikazani su detaljni rezultati tri osnovna tipa analiza koje omogućava SPICE: DC, AC i Tran. Dat je veći broj slika i detaljno je opisan uticaj svih karakterističnih efekata kao i preferirani radni režimi i poželjna konstrukcija analiziranog lasera.

Zaključak sačinjava šesti deo. U njemu su sažeto izneti svi bitniji rezultati rada.

Iza zaključka sledi prilog u kome su priloženi distribuirani model MQWL sa višestrukim energetske nivoima u QW, izvođenje ekvivalentnog sistema strujnih jednačina iz kompletnog sistema tronivovskih jednačina prelaza, SPICE program korišćen za numeričku simulaciju i uvećano kompletno ekvivalentno kolo SQWL.

Na kraju je naveden spisak korišćene literature, a potom spisak oznaka.

Deo II

Poluprovodnički kvantni laseri

U ovom delu se opisuje razvoj i unapređenje poluprovodničkih lasera od njihovog nastanka do danas. Posebno se pažnja posvećuje prikazu lasera sa kvantnim jamama, njegovoj konstrukciji i osnovnim karakteristikama, što je neophodno za sprovođenje analiza u delu V. Objašnjene su one osnovne karakteristike koje su od značaja za modelovanje odziva poluprovodničkog kvantnog lasera. Opisani su i transportni procesi zastupljeni kod ovog tipa lasera sa objašnjenjem tzv. pristupnih stanja, koja su od posebnog značaja za analizu ultra-brzih fizičkih procesa. Takođe se daje detaljan prikaz načina modelovanja odziva lasera s osvrtom na različite kompleksnosti jednačina prelaza. Ovi postojeći modeli se dalje u delu IV nadograđuju. Na kraju se prikazuje ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom izvedeno iz opisanih brzinskih jednačina.

Prvi poluprovodnički laser konstruisao je *Robert Hall* sa svojom istraživačkom grupom iz *General Electric*-a septembra 1962. godine [64]. To je bio visoko dopirani p - n spoj kod koga je inverzna populacija postignuta injekcijom jako velikih struja, većih od 100A, sa gustinom struje praga (*threshold current density*) većom od 10 000A/cm². Ovako velike injekcione struje izazivale su preterano zagrevanje spoja, te je laser morao biti hlađen na temperaturu tečnog azota od 77K. Sve to je uslovljavalo vrlo kratko vreme života lasera (nekoliko sekundi). Prvo sledeće poboljšanje laserskih karakteristika je dobijeno poboljšanjem tehnologije izrade, a takav trend će se nastaviti sve do danas.

Prvi *Hall*-ovi laseri dobijeni su tako što su se u homostrukturni GaAs difuzijom sa suprotnih strana dodavali n i p dopanti. To je uslovalo vrlo loš kvalitet spoja sa velikim brojem defekata. Kvalitetniji spoj je dobijen korišćenjem LPE (*Liquid Phase Epitaxy*) tehnologije (poliran n -dopiran GaAs se uranja u tečni p -dopiran GaAs koji pod specificiranim uslovima kristalizira formirajući kvalitetniji spoj), što je uslovalo smanjenje struje praga lasera na 10A. Dalje smanjenje struje praga moralo je biti praćeno promenom konstrukcionih osobina diode. Bilo je neophodno smanjiti aktivnu oblast (oblast u kojoj dolazi do intenzivne rekombinacije nosilaca i emisije fotona), tj. u većoj meri konfinirati nosioce. To je postignuto heterostruktturnim dizajnom (formiranjem slojeva različitih poluprovodničkih jedinjenja sličnih karakteristika), koji pored konfiniranja nosilaca (nosioci se konfiniraju u sloju manjeg energetskeg procepa okruženog slojevima većeg energetskeg procepa tako da ostaju zarobljeni u potencijalnoj jami) omogućava i konfiniranje generisanog fotonskog zračenja zbog različitih indeksa prelamanja heterostruktturnih slojeva (efekat totalne refleksije). Na takav način su postupkom LPE 1970. godine istraživači sa *Ioffe Institute in Leningrad, Russia* napravili prvi dvostruko-heterostruktturni poluprovodnički laser sa aktivnom oblasti od GaAs i dvema okolnim heterostruktturnim p i n dopiranim AlGaAs oblastima. To je istovremeno bio i prvi laser sa kontinualnom emisijom koherentnog svetlosnog snopa

koji radi na sobnoj temperaturi. Od tada dvostruko-heterostrukturalni laserski dizajn postaje osnova svih budućih laserskih dioda.

Najjednostavniji DHL je laser sa velikom površinom (*broad-area* – BA) kod koga je tipična debljina aktivnog sloja između $0.1\mu\text{m}$ i $0.3\mu\text{m}$, dok mu je poprečna dimenzija u pravcu normalnom na aktivnu oblast (transverzalan pravac) oko $100\mu\text{m}$ [3, 14]. Struja se injektuje preko metalnog kontakta velike površine (*broad area*) koji pokriva ceo presek (paralelan aktivnoj oblasti) laserskog čipa, po čemu je dobio ime. Glavni nedostaci ovakvog lasera su velika struja praga, zbog lošeg konfiniranja nosilaca rasplnutih po celom preseku diode, kao i prostorno formiran jako eliptičan svetlosni snop koji se menja na nekontrolisan način s promenom injeksione struje, što jako degradira fokusiranost izlaznog laserskog snopa. Da bi se postigao godinama dugo očekivani cilj: sprežanje laserske diode sa fiberom i početak ere optičkih komunikacija, bilo je neophodno dalje poboljšati karakteristike BA DHL. To su omogućili savršeniji postupci tehnološke izrade. Problem nekonfiniranosti u poprečnom pravcu paralelnom aktivnoj oblasti (lateralan pravac) je rešen tzv. geometrijom trakastog kontakta (*stripe geometry*). Ona može biti formirana na više načina: dobro definisanim ivicama (smanjenjem površine) gornje heterostrukture oblasti laserske diode dobijenim procesom *mesa* nagrizanja heterostrukturalnog sloja, implantacijom protona i formiranjem visoko otporne oblasti heterostrukturalnog sloja i poboljšanjem prvog načina dodatnim narastanjem heterostrukturalne oblasti materijalom većeg energetskeg procepa. Prednost ovakve strukture je ista konfiniranost nosilaca u aktivnoj oblasti sa daleko manjom strujom polarizacije, čime se postižu struje praga 50-100mA. (Drastično manje u odnosu na par ampera kolike su struje praga prvih BA DHL.) U prva dva slučaja svetlosni snop je konfiniran lateralnom promenom optičkog pojačanja pa se oni nazivaju *gain-guided lasers*. U trećem slučaju zbog dodatnog narastanja različitog materijala postoji promena indeksa prelamanja svetlosti duž lateralnog pravca. Ovo uslovljava konfiniranje svetlosnog snopa pa se ovakav tip lasera naziva *index-guided lasers*. Konfiniranost optičkog snopa je efikasnija u slučaju *index-guided* DHL, te je stoga njihov kvalitet višestruko bolji. *Index guided* laseri imaju intenzitetno stabilan i zanemarljivo divergentan snop koji je često i monomodan, pa stoga nalaze primenu u

optičkim komunikacijama. Ukoliko se mesa nagrizanje proširi i na aktivnu oblast onda u trećem slučaju imamo potpuno "ukopan" (*buried*) aktivni sloj koji je okružen sa dodatno naraslom jednom ili više različitih heterostruktura. Ovaj tip lasera se naziva *buried heterostructure laser* (BHL) koji je uz to i *strongly index guided* (ima izuzetno dobru konfiniranost svetlosnog snopa zbog višestruke lateralne promene indeksa prelamanja svetlosti). Ovakav laser ima ubedljivo najbolju konfiniranost nosilaca i optičkog snopa pošto su dimenzije njegove aktivne oblasti ($0.1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$) najmanje od svih gore pomenutih DHL. BHL se lako spreže sa optičkim fiberima i jako je pogodan za primene u optičkim komunikacijama.

Međutim stalna težnja za povećanjem kapaciteta optičkog prenosa uslovljava što brži rad lasera, te je neophodna dalja minijaturizacija laserskih dioda, tj. prioriteto dodatno smanjenje zapremine aktivnog sloja. Razvijeni tehnološki procesi omogućavaju da se debljina aktivnog sloja dodatno smanji na dimenzije desetina nm. Na takav način se sa klasičnih struktura prelazi na kvantne s obzirom da je debljina aktivne oblasti uporediva sa *De Broglie*-ovom talasnom dužinom [5, 26]. Zbog pojave kvantnih efekata dolazi do značajnih promena u apsorpcionim i emissionim karakteristikama lasera kao i do pojave specifičnih transportnih procesa koje nismo imali kod klasičnih naprava (tzv. energetski transport, tunelovanje i sl.). Za sve poluprovodničke kvantne lasere važi da imaju jako dobru prostornu konfiniranost nosilaca koja uslovljava veliku gustinu stanja u aktivnoj oblasti. To omogućava značajno smanjenje struje praga a s tim i superiornost ovih lasera po pitanju energetske potrošnje. Kad se ovom pridoda povećanje brzine rada uslovljeno smanjenjem dimenzija onda ovi laseri postaju najozbiljniji kandidati za primenu u optičkim komunikacijama. Poluprovodnički kvantni laseri se mogu podeliti u tri osnovne grupe prema kriterijumu dimenzione konfiniranosti nosilaca u aktivnoj oblasti. To su QWL (*Quantum Well Lasers* - laseri sa kvantnim jamama), QWRL (*Quantum Wire Lasers* - laseri sa kvantnim žicama) i QDL (*Quantum Dot Lasers* - laseri sa kvantnim tačkama) [118]. U QWL nosioci imaju 2D karakter tj. konfinirani su u jednom pravcu dok su u druga dva pravca slobodni. Kod QWRL nosioci imaju 1D karakter (slobodni su samo u jednom pravcu), a kod QDL 0D karakter (nosioci nemaju nijedan slobodan

pravac kretanja). QDL praktično poseduju potpunu konfiniranost te stoga imaju i najveću gustinu stanja tj. najmanju struju praga. Treba istaći da QWR i QD strukture zahtevaju visoko razvijene tehnološke procese za njihovu konstrukciju kao što su MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) i OMCVD (*Organometallic Chemical Vapor Deposition*), koji se neprestano usavršavaju. Za pravilan rad QWRL i QDL je bitan i visok optički kvalitet formiranih heterostrukturalnih slojeva, što je još uvek veliki izazov za postojeće nanotehnologije i tehnologije narastanja kristala¹. Zato se očekuje da će tek u budućnosti ovi tipovi poluprovodničkih kvantnih lasera zauzeti široku komercijalnu upotrebu. Iz ovog pregleda se uočava da su najozbiljniji kandidati za skoriju široku komercijalnu primenu u optoelektronici i optičkim komunikacijama QWL. (Zbog superiornih karakteristika i "dovoljno razvijenih" tehnoloških procesa za njihovu proizvodnju.) To je i razlog što se autor odlučio da u ovom radu analizira odziv baš QWL.

Sve što je do sad rečeno odnosilo se na *edge-emitting lasers* (lasere kod kojih je izlazni optički snop normalan na struju nosilaca u diodi). Postoji i druga grupacija lasera nazvanih *surface emitting lasers* (laseri kod kojih je izlazni optički snop paralelan struji nosilaca u diodi). Ovo su laseri novijeg tipa i nastali su kad su razvijeni tehnološki procesi mogli da omoguće takvu njihovu konstrukciju. Njihove osnovne prednosti u odnosu na *edge-emitting* lasere su: visoko-energetski stabilan izlazni optički snop kontrolisanih dimenzija i mogućnost testiranja u toku same proizvodnje, čime se drastično smanjuju troškovi proizvodnje, tj. cena koštanja [14, 43]. Ovi laseri imaju male dimenzije rezonatora pa im je struja praga velika ali istovremeno su eliminisani mnogostruki longitudinalni modovi. Njihova prednost je lako sprezanje sa fiberima i mogućnost konstrukcije planarne matrice laserskih emitera visoke izlazne snage, dok su im najveći nedostaci velika struja praga i mala brzina rada, s obzirom da emituju zračenje sa velike izlazne površine (velika RC konstanta). Smanjenje struje praga kod ovih lasera se može ostvariti korišćenjem kvantnih struktura, što je današnji istraživački trend, dok će problem sa brzinom rada ostati i dalje prisutan.

¹Npr. Vrlo je teško očuvati debljinu kvantne žice od samo nekoliko desetina atomskih slojeva materijala po celoj dužini rezonatora laserske diode od stotinak μm [65].

1. Osobine poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama

Poluprovodnički laseri sa kvantnim jamama mogu biti sa jednom (SQWL - *Single Quantum Well Lasers*) ili sa više (MQWL - *Multiple Quantum Well Lasers*) kvantnih jama. Prednost MQWL je što im veći broj kvantnih jama omogućava višestruko veću gustinu stanja. Osim toga oni imaju veće modalno pojačanje jer im je optička konfiniranost veća. Međutim zbog postojanja više QW veća im je gustina struje praga. Uopšteno posmatrano ukupna optička konfiniranost QWL je mala. Zato se QWL uvek konstruišu sa dodatnim heterostrukturalnim slojevima (SCH oblasti) koji se koriste za potpuno konfiniranje generisanog fotonskog zračenja. Oni značajno povećavaju faktor optičkog konfiniranja a samim tim i kvalitet lasera. O njima će biti više reči u odeljku 1.1.

Treba reći da se QWL mogu praviti i kao QWL sa napregnutim heterostrukturalnim slojevima (*Strained Quantum Well Lasers*). Napregnute heterostrukture su heterostrukture kod kojih konstante kristalnih rešetki nisu uparene tako da na njihovom spoju postoji deformacija uniformne monokristalne strukture. Ova deformacija može biti elastično kompenzovana (neće doći do formiranja dislokacija i drugih nepravilnosti u monokristalnoj strukturi) ako debljina napregnutog sloja nije veća od kritične debljine materijalnog sistema [85]. Kritična debljina je okarakterisana proizvodom između faktora naprezanja i geometrijske debljine sloja i različita je za različite vrste poluprovodničkih materijala. Za InGaAsP/InP je 10nm% (Kritična debljina je jednaka debljini napregnutog sloja od 10nm za 1% faktor naprezanja)². Ovo nam pokazuje da se kvalitetna kristalna rešetka sa napregnutom heterostruk-

²Matthews i Blakeslee su definisali matematički izraz koji daje zavisnost kritične debljine u funkciji od elastičnih koeficijenata i parametara kristalne rešetke materijala [20].

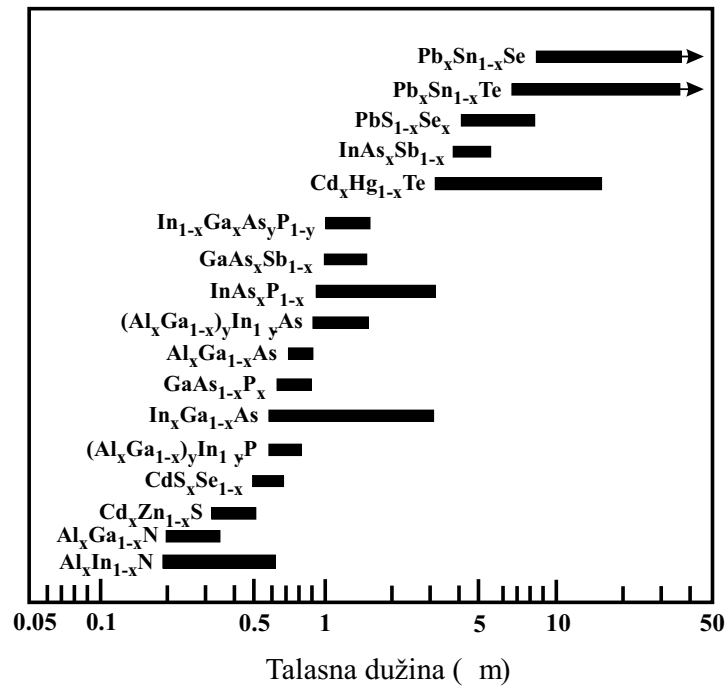
turom može dobiti samo za vrlo male debljine napregnutog sloja, pa se praktično napregnuti heterospojevi javljaju samo kod QWL. Prednost napregnutih QWL su poboljšane temperaturne karakteristike (temperaturna stabilnost), veća izlazna snaga kao i manja struja praga koja je posledica većeg diferencijalnog pojačanja (Ono je rezultat mnogo izraženije inverzne populacije, koja je pak posledica promene energetskih stanja nosilaca usled naprezanja.) [14]. Nedostatak im je izraženija Auger-ova rekombinacija (neradijativna rekombinacija) u aktivnoj oblasti kao i veća cena koštanja koja je posledica složenijih procesa izrade.

Konstrukcija ovih lasera je vrlo slična i o njoj će biti reči u tekstu koji sledi.

1.1. Struktura i konstrukcija

Svi tipovi QWL koriste dvostruko-heterostruktorni dizajn. Stoga će se prvo nešto reći o materijalima koji se koriste u heterostrukturalnim slojevima laserskih dioda. Prvi DHL, kako je rečeno, bio je baziran na GaAs/AlGaAs materijalnom sistemu. GaAs i AlAs imaju odličnu uparenost kristalnih rešetki (neuparenost-faktor naprezanja je samo 0.06%) pa je njihov heterospoj praktično idealan. To je i omogućilo da se prvi DHL naprave baš na ovoj strukturi. Moguće je menjati molski udeo poluprovodničkog jedinjenja $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ promenom x u opsegu (0,0.4) jer se za te vrednosti održava direktan energetski procep pa se DHL može konstruisati sa AlGaAs aktivnom oblašću i imati odgovarajuću talasnu dužinu. Ograničenje ovog materijalnog sistema je što su moguće talasne dužine emitovanog zračenja ispod $1\mu\text{m}$ (Slika 1.1.), dok su za optičke komunikacije neophodni laseri sa talasnim dužinama većim od $1\mu\text{m}$. U te svrhe najčešće korišćeni materijalni sistemi su $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}/\text{InP}$ i $\text{In}_x\text{Ga}_y\text{Al}_{1-x-y}\text{As}/\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$. Oba ova sistema imaju dobru uparenost kristalnih rešetki sa InP. Aktivni sloj se pravi od kvaternarne poluprovodničke legure koja u oba slučaja može da, u zavisnosti od molskih udela x i y , obuhvati opseg talasnih dužina 1-1.7 μm . Strukture koje u sebi sadrže Al lakše narastaju, ali zato strukture sa P imaju veću kvantnu efikasnost. Treba podvući da su heterostrukturalni laseri bazirani na InP od primarnog značaja za optičke komunikacije. Od ostalih materijalnih struktura od interesa su InGaAlP, nitridna jedinjenja, kao i CdZnS i CdSSe koji se

koriste za izradu lasera u vidljivoj oblasti spektra (Vidi sliku 1.1.). U opsegu 2-10 μ m najvažniji materijal je HgCdT, a za opsege preko 10 μ m koristi se legura PbSnT. Ove legure koje rade u dalekom infracrvenom delu spektra u određenim slučajevima imaju niske radne temperature. Sve ove strukture se mogu dobiti procesima LPE (*Liquid Phase Epitaxy* - koristi se za dobijanje DHL), OMCVD i MBE (koriste se za dobijanje QWL).



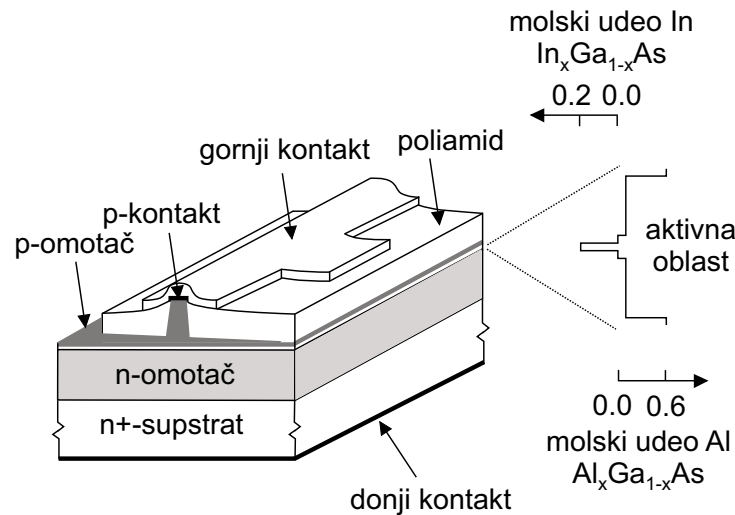
Slika 1.1. Pregled poluprovodničkih jedinjenja koja se koriste za izradu lasera [14].

U ovom radu analizira se odziv jedne vrste *edge emitting* lasera. Od svih *edge emitting* lasera najsuperiornije karakteristike imaju *index guided* laseri. Na slici 1.2. je prikazan *Buried Ridge Waveguide Laser* (BRWL - laser kod koga je talasovodna oblast formirana od "ukopane grebenaste" nagrizanjem oblikovane gornje heterostrukturalne oblasti). Ovakav *index guided* laser ima jako dobar faktor optičkog konfiniranja a lateralna promena indeksa prelamanja mu je obezbeđena nanošenjem poliamidnog sloja na nagrizani deo gornje heterostrukturalne oblasti. Na visoko dopirani *n* supstrat narastanjem su formirani *n* dopirani *cladding layer* (omotač), aktivna oblast, RW *p* dopiran *cladding layer*, preko koga je nanesen poliamidni sloj i na vrhu metalni kontakt. Aktivna oblast je formirana od kvantnih heterostrukturalnih i SCH oblasti [70, 72]. SCH oblasti

obezbeđuju primarno konfiniranje fotonske emisije, kako bi fotoni ostali konfinirani u uskoj aktivnoj oblasti i omogućili nastajanje stimulisane emisije, dok *cladding* oblasti ostvaruju sekundarno konfiniranje laserskog zračenja i omogućavaju efikasno postizanje praga (*threshold*) izlazne emisije. Efikasnost konfiniranja SCH oblasti se može povećati narastanjem SCH oblasti sa kontinualnom promenom indeksa prelamanja. Takve strukture se nazivaju GRINSCH (*Graded Refractive Index* SCH). QWL sa GRINSCH imaju najniže gustine struje praga od svih QWL. Aktivna oblast može biti sastavljena od jedne ili više kvantnih jama okruženih SCH slojevima. Tako BRWL može biti ili SQWL [70] ili MQWL [72]. Ovakva konstrukcija BRWL se može primeniti na različite materijalne sisteme. U daljem tekstu će se opisati detaljan sled tehnoloških postupaka koji su se koristili za dobijanje InGaAs/GaAs BRW QWL.

Substrat laserske diode je dobijen narastanjem (100) *n*-dopiranog GaAs procesom MBE. I ostali slojevi su dobijeni daljim narastanjem odgovarajuće poluprovodničke strukture procesom MBE. Tako su formirani donji *n*-dopiran ($5 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) i gornji *p*-dopiran ($1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$) *cladding layer* debljine $1 \mu\text{m}$. Aktivni sloj se sastojao od jedne, u slučaju SQWL, ili tri, u slučaju MQWL, $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ QW širine 8nm smeštene u centru i okružene $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ SCH oblastima sa obe strane debljine 90nm i 70nm, redom. Slojevi GaAs debljine 5nm su bili formirani između kvantnih heterostruktura i SCH oblasti kako bi se minimiziralo naprezanje kristalne rešetke. U slučaju MQWL barijerne heterostrukture su bile od GaAs debljine 8nm. Ovakav proces narastanja diode je završen formiranjem p^+ -GaAs površinskog sloja kako bi se smanjila otpornost kontakta posle naparavanja metala. Sav proces epitaksije se odvija na temperaturi od 700°C izuzev epitaksije tankih slojeva, koji formiraju kvantne jame, na 540°C . *Self-aligned* (samopodešavajuća) tehnika je korišćena za formiranje RW lasera. Prvo je nanesen uski trakasti sloj Pd/Zn/Pd/Au/Ni metala preko p^+ -GaAs površinskog sloja da definiše *ridge width* (širinu "grebenaste" talasovodne strukture). Pd/Zn/Pd/Au sloj obezbeđuje nisko-otporni kontakt na *p*-dopiranom GaAs, dok Ni sloj pravi masku za postupak reaktivnog jonskog nagrizanja. Postupak suvog Cl_2 nagrizanja se monituje *in situ* pomoću He-Ne lasera, tako da je moguće dobiti željenu visinu *ridge*-a, što je jako važno za dobijanje kvalitetnog lasera i proizvodnu reprodukciju. Na takav način

je formiran 850nm visok *ridge*. Potom je *p*-kontakt odgrevan (kaljen) na temperaturi 410⁰C 5s. Zatim je preko njega pričvršćen poliamid (*Ciba-Geigy Probimide 284*) koji je zagrevan sat vremena na temperaturi od 320⁰C u azotnoj atmosferi. Ovako oblikovan poliamid je nagrizen kiseonikom dok se nije pojavio metalni kontakt na vrhu talasovodne strukture. Preko njega je nanesen finalni Au sloj. Sa strane supstrata kao metalni kontakt je nanešena kombinacija Ni/AuGe/Ni/Au koja formira niskootporni kontakt sa *n*-dopiranim GaAs. Na kraju je *n* kontakt odgrevan na temperaturi 380⁰C 15s. Ovako dobijena RW laserska dioda ima struju praga zavisnu od širine *ridge*-a tj. trakaste maske korišćene u procesu izrade. Međutim za širine maske manje od 2 μ m struja praga je konstantna i definisana je strujom curenja i lateralnom difuzijom nosilaca.



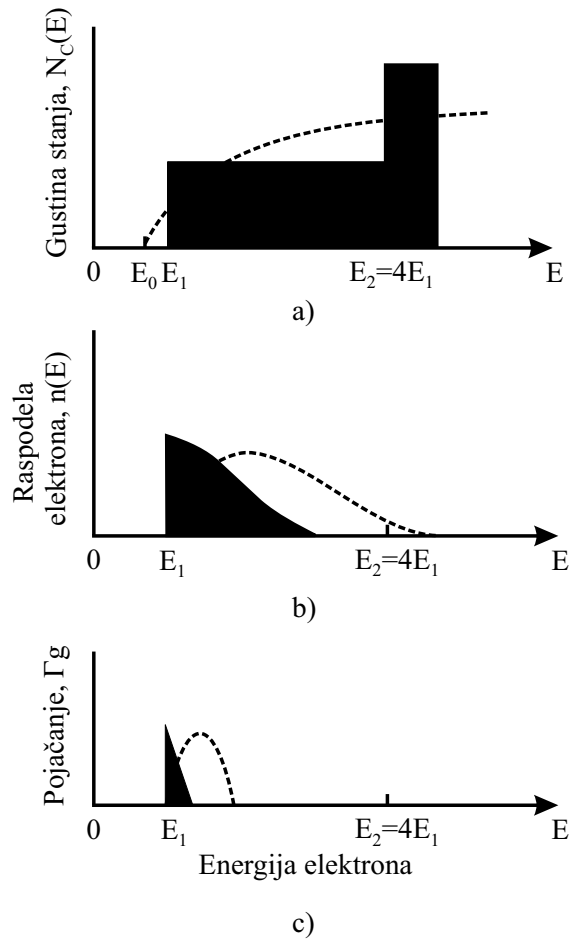
Slika 1.2. Struktura SQW ili MQW BRWL [70, 72].

Za narastanje tankih kvantnih heterostrukturalnih slojeva korišćen je proces MBE koji je "dovoljno dobar" za dobijanje kako uparenih tako i napregnutih heterostrukturala. Gore je opisan postupak dobijanja InGaAs/GaAs kvantnih heterospojeva. Ova dva materijala nemaju uparene kristalne rešetke pa je reč o napregnutim heterostrukturalama. Za opisani *Strained BRW SQWL*, sa propisno odabranim parametrima, obaviće se analiza odziva u delu 10.

1.2. Osnovne karakteristike

Poluprovodnički laseri sa kvantnim jamama su složene poluprovodničke naprave čije osobine zavise od velikog broja materijalnih i geometrijskih parametara. Iz tog razloga je njihovo modelovanje i pravilna karakterizacija posebno otežana. U ovom odeljku će se navesti njihove osnovne karakteristike, koje će olakšati izbor ovih parametara (detaljno obrazložen u delu 9.) i omogućiti formiranje modela za njihovu analizu.

Jedna od najvažnijih fizičkih veličina koja karakteriše poluprovodnički laser je njegova struja praga. Što je ona manja laser je kvalitetniji. Da bi se obezbedila što je moguće manja struja praga poželjno je da gustina stanja nosilaca bude što veća u blizini dna provodne zone i što veća u blizini vrha valentne zone. Ovo je ostvareno upravo kod poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama. Funkcija zavisnosti gustine stanja od energije za QW prikazana je na slici 1.3.a) [14, 118]. Ova zavisnost važi i za elektrone u provodnoj i šupljine u valentnoj zoni. Kako verovatnoća zauzetosti ovih stanja, za poluprovodnike definisana *Fermi-Dirac*-ovom funkcijom raspodele, naglo opada sa porastom energije očekuje se da sva stanja u blizini dna provodne zone i vrha valentne zone budu popunjena. Odgovarajuća raspodela elektrona po energijama u provodnoj zoni je prikazana na slici 1.3.b), dok je na slici 1.3.c) prikazano modalno pojačanje. Ove zavisnosti se odnose na dvodimenzionalnu konfiniranost nosilaca u QW. Na istim slikama su prikazane, sa isprekidanim linijama, ove zavisnosti i u trodimenzionalnom slučaju (za *bulk* poluprovodnik). Energija E_0 odgovara energiji dna provodne E_C ili vrha valentne E_V zone *bulk* poluprovodnika dok su E_1 i E_2 energije prva dva kvantna stanja u QW ($E_n \sim n^2$). Očigledno je da su u trodimenzionalnom slučaju slobodna stanja raširena preko relativno velikog opsega energija posmatrane zone sa malom gustinom na ivici zone, dok je za dvodimenzionalnu konfiniranost vidljiva rasprostranjenost stanja u uskom opsegu energija sa velikom gustinom u blizini ivice zone. Ovo neposredno uslovljava da se sa malom injeccionom gustinom nosilaca u QW postiže inverzna populacija, te je i kriva modalnog pojačanja mnogo oštrija u blizini ivice zone (Slika 1.3.c)). Zbog ovog se očekuje da gustina struje praga bude znatno niža za QWL nego DHL, tj. da se konfiniranjem postigne kvalitetniji laser.



Slika 1.3. Dvodimenzionalna gustina stanja konfiniranih nosilaca a), raspodela elektrona po energijama b) i energetski spektar modalnog pojačanja u QW c). Isprekidanim linijama su označene odgovarajuće veličine za 3D nekonfinirane nosioce u bulk poluprovodniku.

Rad svih optoelektronskih naprava, pa tako i poluprovodničkih lasera, je zasnovan na generaciji ili rekombinaciji para elektron-šupljina. Proces generacije naelektrisanih nosilaca se najčešće ostvaruje apsorpcijom fotonskog zračenja određene talasne dužine (povećanjem energije para elektron-šupljina), dok proces rekombinacije uslovljava gubitak viška energije koju je imao rekombinovani par. Rekombinacija nosilaca može biti neradijativna i radijativna. Pri neradijativnoj rekombinaciji se višak energije predaje fononima, a potom disipira u toplotu. Kod radijativne rekombinacije se višak energije troši na formiranje fotona, čija je energija jednaka energetsom procepu poluprovodnika. Neradijativna rekombinacija predstavlja štetan proces kojim se ko-

risna radijativna energija disipira u toplotu. Procesi neradijativne rekombinacije su: rekombinacija na centrima zahvata, površinska rekombinacija i Auger-ova rekombinacija. Rekombinacija na centrima zahvata ili *Shockley-Read-Hall*-ova rekombinacija je najčešći neradijativan rekombinacioni proces i dominantan je kod poluprovodnika sa velikim energetskeg procepom. Rekombinacija se dešava na centrima čija se energija nalazi unutar energetskeg procepa materijala. Ovi centri su posledica različitih defekata u materijalu (intersticijalni atomi, vakancije, i sl.). Površinska rekombinacija je uzrokovana stvaranjem veza između atoma kristalne rešetke i stranih atoma na površini poluprovodnika. (Najčešći strani element je kiseonik, tako da se na površini stvara oksidni sloj.) Kao posledica ovoga formira se visoka gustina defekata na površini poluprovodnika, odnosno stvara se raspodela defektnih stanja unutar energetskeg procepa na površini poluprovodnika koja čini rekombinacione centre. Površinska rekombinacija se može smanjiti pasiviziranjem slobodne površine poluprovodnika dielektrikom, npr. SiO_2 . Oba ova tipa rekombinacije nosilaca su monomolekularne rekombinacije. (U procesu rekombinacije učestvuje samo jedan slobodan nosilac.) One su izrazito štetne za rad optoelektronskih naprava, a posebno poluprovodničkih lasera, te se spomenuti rekombinacioni centri nazivaju i "centri ubice" ("*killer centers*"). Auger-ova rekombinacija je izražena kod visoko dopiranih poluprovodnika i poluprovodnika sa malim energetskeg procepom (infracrvenih lasera). Ovaj rekombinacioni proces obuhvata tri nosioca. Energija oslobođena rekombinacijom para elektron-šupljina se *Coulomb*-ovom kolizijom kao kinetička energija prenosi trećem nosiocu koji se eks-cituje. Njegova deekscitacija je praćena pretvaranjem viška energije u toplotu. U Auger-ovom procesu mogu učestvovati nosioci iz provodne zone (elektroni - C) ili nosioci iz valentne zone (teške šupljine - H, lake šupljine - L ili šupljine iz *split-off* podopsega valentne zone - S). Tako imamo npr. CCCH, CHHL, CHHS Auger-ove procese. Ovaj tip rekombinacije je dominantan pri velikim gustinama nosilaca i raste sa porastom temperature.

Za lasere je daleko važnija radijativna rekombinacija koja omogućava emitovanje fonskog zračenja. Radijativna rekombinacija može biti spontana ili stimulisana. Spontana rekombinacija predstavlja bimolekularnu rekombinaciju. (U procesu rekombi-

nacije učestvuju dva nosioca.) Ona predstavlja najjednostavniji rekombinacioni proces; rekombinaciju nosilaca iz različitih energetske zone (*band-to-band recombination*). Posebno je izražena kod poluprovodnika sa direktnim energetskim procepom jer nije neophodno formiranje fonona za očuvanje impulsa u procesu rekombinacije. Totalno vreme života nosilaca do spontane rekombinacije, tj. totalna brzina spontane rekombinacije može se izraziti preko [14]

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}} \Rightarrow R = R_{sp} = R_r + R_{nr}$$

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 \quad . \quad (1.1)$$

U gornjem izrazu τ_r , τ_{nr} i R_r , R_{nr} predstavljaju vreme života nosilaca do radijativne tj. neradijativne rekombinacije i brzine radijativne tj. neradijativne rekombinacije, AN je *Shockley-Read-Hall*-ova rekombinacija kojoj je pridodata površinska rekombinacija (monomolekularne rekombinacije), BN^2 je spontana radijativna rekombinacija (bimolekularna rekombinacija) i CN^3 *Auger*-ova rekombinacija. Izraz 1.1 definiše gubitak nosilaca u rekombinacionim procesima i neophodan je kad se razmatra celokupan bilans nosilaca u transportnim jednačinama. Stimulisana rekombinacija se dešava na velikim injkcionim gustinama nosilaca i takodje predstavlja bimolekularnu rekombinaciju. Velike injkzione gustine nosilaca su neophodne da bi obezbedile inverznu populaciju nosilaca koja je kod poluprovodničkog materijala ostvarena u slučaju $E_{fn} - E_{fp} > E_g$ (E_{fn} i E_{fp} su kvazi-*Fermi*-jevi nivoi za elektrone i šupljine, a E_g energetski procep poluprovodničkog materijala). Ovaj uslov je za QW malo izmenjen i ima oblik $E_{fn} - E_{fp} > E_g + \Delta E$, gde ΔE razlika između energetske razlike osnovnih energetske nivoa elektrona i šupljina u QW i E_g . Kada je ispunjen uslov $E_{fn} - E_{fp} = E_g(+\Delta E)$ materijal postaje transparentan za fotonske energije jednake energetskom procepu. Gustina elektrona i šupljina za koju se postiže ovaj uslov naziva se transparentna gustina nosilaca (N_{tr}, N_0) i direktno je povezana sa gustinom stanja u posmatranom materijalu, što znači da je $N_{tr}(\text{QW}) > N_{tr}(\text{bulk})$. Proces stimulisanih prelaza elektrona naniže predstavlja pojačanje (*gain*), a obrnut stimulisani proces gubitke (*loss*). Za početak stimulisane emisije, tj. stimulisane rekombinacije (*lasing* -

”postojano pojačanje”) neophodno je da bar *gain* bude jednak *loss*-u za neku vrednost ftonske energije unutar emisionog spektra. To je najčešće slučaj za energije na kojima *gain* dostiže maksimum. Ovo znači da je optičko pojačanje (pojačanje neophodno za početak stimulisane emisije) postignuto za injeksione gustine nosilaca veće od N_{tr} .

Na osnovu do sad rečenog uočava se da je druga najvažnija fizička veličina koja karakteriše poluprovodnički laser optičko pojačanje (*optical gain*). Ono je direktno zavisno od gustine injektovanih nosilaca u aktivnoj oblasti. Takođe ono zavisi od samog poluprovodničkog materijala pa se često naziva i pojačanje materijala (*material gain*). Izražava se kao funkcija ili gustine nosilaca ili gustine injeksione struje. Ta funkcija ima približan logaritamski karakter za $N > N_{tr}$. Izračunava se teorijski ili meri eksperimentalno. Najčešće se koriste izrazi dobijeni fitovanjem eksperimentalnih rezultata. U literaturi se sreću različiti izrazi. Jedan od prvih izraza za pojačanje je $G(J) = G_0 \ln(\eta_i \frac{J}{J_0})$ (η_i -unutrašnja kvantna efikasnost, J_0 -transparentna gustina struje) [28], koji važi za *bulk* poluprovodnike, QW i napregnute QW. Ovaj izraz se najčešće koristi u obliku [79]

$$G(N) = G_0 \ln \left(\frac{AN + BN^2 + CN^3}{AN_0 + BN_0^2 + CN_0^3} \right) \quad (1.2)$$

čime se omogućava obuhvatnije praćenje fizičkih procesa tj. ostvaruje uslovljenost između svih spontanijh rekombinacionijh procesa i pojačanja (stimulisane rekombinacije). Ovakva zavisnost pojačanja od gustine nosilaca u aktivnoj oblasti je korišćena u poglavlju V za analizu razmatranog lasera sa kvantnom jamom. Takođe se koristi i sledeći izraz za pojačanje [106]

$$G(N) = A_0 + A_1 \ln N + A_2 (\ln N)^2 \quad ,$$

(A_0 , A_1 i A_2 zavise od razmatrane poluprovodničke strukture). Kada se analizira samo frekventni odziv lasera tj. odziv na male signale onda se najčešće zavisnost pojačanja linearizuje i predstavlja u formi $G(N) = G'(N - N_0)$, gde je G' diferencijalno pojačanje [71, 114, 74]. Ovaj izraz ima smisla u ovim slučajevima jer se analiza praktično vrši u radnoj tački lasera sa poznatom gustinom nosilaca u aktivnoj oblasti pri čemu se G' određuje kao nagib tangente na krivu pojačanja u radnoj tački. Međutim ovaj izraz ne važi u slučaju analize odziva lasera na velike signale i ne sme biti korišćen.

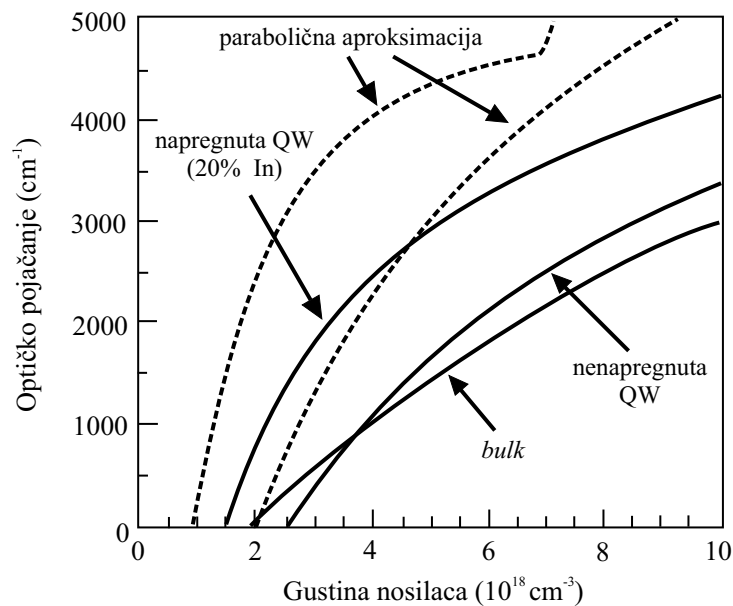
Veličina koja je od velikog praktičnog interesa je diferencijalno pojačanje $G' = \frac{\partial G}{\partial N}$. Diferencijalno pojačanje pokazuje kako raste optičko pojačanje sa porastom gustine injektovanih nosilaca, tj. kako se brzo popunjavaju stanja u blizini ivica energetske zone. Ono stoga kontroliše dve najvažnije fizičke veličine lasera: pojačanje direktno i gustinu struje praga indirektno. Ekstremizacija ove dve veličine se postiže njegovim povećanjem. Pored toga diferencijalno pojačanje direktno utiče na brzinu rada lasera, što se uočava nalaženjem frekventnog odziva lasera (granična učestanost-treća najvažnija fizička veličina lasera- je direktno proporcionalna diferencijalnom pojačanju, $f_r \sim \sqrt{G'}$, ($\varepsilon = 0$) [11, 56, 74]). Sve ovo govori da se kvalitetniji laser dobija povećanjem diferencijalnog pojačanja. Povećanje diferencijalnog pojačanja se može ostvariti na nekoliko načina:

- povećanjem konfiniranosti nosilaca, tj. prelaskom sa DHL na QWL,
- uvođenjem napregnutih kvantnih struktura,
- povećanjem broja QW i
- dodatnim p -dopiranjem QW.

Teorijska analiza pokazuje da diferencijalno pojačanje raste s konfiniranošću jer dolazi do povećanja gustine stanja na samim ivicama energetske zone. Povećanje je veće što je konfiniranost veća. Do istih zaključaka se dolazi eksperimentalnim putem. Merjenjem gustine struje praga i diferencijalne kvantne efikasnosti u radu [117] pokazano je da se diferencijalno pojačanje dvostruko povećava kod QWL u odnosu na DHL. To važi za lasere sa velikom longitudinalnom dimenzijom tj. dugačkim rezonatorom. Ako je rezonator kratak dobija se ista vrednost diferencijalnog pojačanja. To je posledica velikih vrednosti N_{tr} kod ovakvih lasera. Još bolja konfiniranost nosilaca dodatno povećava G' . U [11] je predviđeno da se G' kod QWRL značajno povećava uslovljavajući da granična učestanost bude veća tri puta za QWRL u odnosu na DHL.

Kod napregnutih struktura postojanje *strain*-a izaziva pomeranje dna provodne zone i razdvajanje zona lakih i teških šupljina. Kao posledica ovoga smanjuje se efektivna masa šupljina do tri puta dok je promena efektivne mase elektrona zanemarljiva. To

uzrokuje smanjenje gustine stanja u valentnoj zoni i očuvanje istih u provodnoj zoni čime inverzna populacija postaje znatno izraženija. Kao rezultat postojanja *strain*-a inverzna populacija se postiže za manje gustine injektovanih nosilaca tj. ima se manje N_{tr} i veće diferencijalno pojačanje [14]. Efekat konfiniranja i *strain*-a na optičko pojačanje je pokazan na slici 1.4. Slika prikazuje teorijski izračunatu zavisnost optičkog pojačanja od gustine nosilaca u slučaju *bulk* poluprovodnika, QW i napregnute QW [22]. Sa slike se uočava da je porast pojačanja sa gustinom nosilaca, tj. diferencijalno



Slika 1.4. Zavisnost optičkog pojačanja od gustine nosilaca za *bulk* poluprovodnik, QW i napretnu QW [22].

pojačanje najmanje za *bulk* poluprovodnik, veće za QW i najveće za napretnu QW. Takođe se vidi da je N_{tr} veće za QW nego za *bulk* poluprovodnik, a najmanje u slučaju napregnute QW kao što je gornja diskusija to i tvrdila. Proizlazi da napretna QW ima superiorne karakteristike: malu transparentnu gustinu nosilaca i veliko diferencijalno pojačanje, što uslovljava malu gustinu struje praga i veliku graničnu učestanost *strained* QWL.

Povećanje diferencijalnog pojačanja se očekuje kod MQWL jer se u zavisnosti od broja QW mnogostruko povećava gustina stanja i samo modalno pojačanje (N_{NQW} puta; N_{NQW} - broj QW) [11], tj. isto modalno pojačanje se postiže sa manjom gustinom

nosilaca u pojedinim QW s obzirom da se povećao broj QW. Ovo se naziva konvencionalno povećanje diferencijalnog pojačanja. Takođe se očekuje ekstra povećanje diferencijalnog pojačanja koje je posledica smanjenja *state-filling* efekta [116]. Ovaj efekat predstavlja povećanje gustine nosilaca u konfinirajućim slojevima oko aktivne oblasti sa povećanjem kvazi-*Fermi*-jevog nivoa. (Neophodno da bi se obezbedila inverzna populacija.) U slučaju MQWL inverzna populacija se postiže sa mnogo nižim kvazi-*Fermi*-jevim nivoom, pa je i popunjenost energetskih stanja kako u kvantnim jamama tako i u konfinirajućim oblastima manja. Ovo omogućava postizanje istog modalnog pojačanja sa još manjom injektovanom gustinom nosilaca te se ima dodatno povećanje diferencijalnog pojačanja.

Eksperimentalno je potvrđeno da p-dopiranost QW u QWL povećava diferencijalno pojačanje QWL [82]. Za p-dopirane ($\text{Be-}2 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$) barijere $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}$ MQWL sa 4 QW metodom merenja bezparazitnog RIN (*Relative Intensity Noise*) spektra snage određeno je diferencijalno pojačanje od $2.5 \times 10^{-15} \text{cm}^2$, što predstavlja povećanje diferencijalnog pojačanja za 15% u odnosu na nedopirani laser. Analize pokazuju da je smanjenje diferencijalnog pojačanja posledica velikog p-dopiranjem izazvanog smanjenja nelinearnog pojačanja ε .

Veličina koja značajno utiče na brzinu rada poluprovodničkih lasera je nelinearno pojačanje (*nonlinear gain, gain compression, gain suppression*). Uticaj nelinearnog pojačanja je izražen pri velikim fotonskim gustinama (jakim izlaznim snagama laserskog zračenja), a praktično se može zanemariti u početku stimulisane emisije. Prilikom modelovanja lasera njegov uticaj je uključen preko koeficijenta nelinearnog pojačanja ε u sklopu kompletnog izraza za optičko pojačanje

$$G(N, S) = G(N)(1 - \varepsilon S) \quad . \quad (1.3)$$

(Za male vrednosti fotonske gustine S unutar rezonatora je $\varepsilon S \ll 1$, te je $G(N, S) = G(N)$.) Različiti mehanizmi doprinose pojavi saturacije optičkog pojačanja, tj. pojavi nelinearnog pojačanja u *bulk* i QW laserima. To su: *spectral hole burning, carrier heating effects, well-barrier hole burning* i *cavity standing-wave-induced dielectric grating effects* [82]. Agrawal je uočio da do zasićenja optičkog

pojačanja u poluprovodničkim laserima na velikim fotonskim gustinama dolazi usled konačnog unutarzonskog vremena relaksacije nosilaca. On je postavio hipotezu da je *spectral hole burning* glavni mehanizam koji uzrokuje nelinearnost pojačanja u poluprovodničkim laserima [7, 8]. *Spectral hole burning* predstavlja blago smanjenje pojačanja u spektralnoj oblasti oko talasne dužine oscilirajućeg moda (*lasing wavelength*). Na ovoj talasnoj dužini intenzivna stimulisana emisija pobuđuje elektrone brže nego što se oni mogu rekombinovati sa šupljinama. To dovodi do prigušenja (*suppression*) pojačanja koje direktno zavisi od unutarzonskog vremena relaksacije nosilaca, koja se mogu odrediti merenjem pokretljivosti nosilaca. *Carrier heating effects* su posledica brze termalizacije nosilaca usled jake stimulisane emisije i *free-carrier absorption* (unutarzonska ekscitacija nosilaca apsorpcijom fotonskog zračenja) [34]. Nosioци su tada u ravnoteži na povišenim temperaturama, većim od temperature kristalne rešetke poluprovodnika. Takav zagrejani gas nosilaca predaje višak energije rešetki različitom kombinacijom relaksacionih procesa. U ravnotežnom stanju postiže se balans između povišene temperature nosilaca i efekata relaksacije. S obzirom da su nosioци na višim temperaturama postoji smanjenje pojačanja jer je optičko pojačanje vrlo osetljiva funkcija temperature nosilaca u aktivnoj oblasti lasera. Ovo smanjenje pojačanja je dodatni uzrok prigušenja pojačanja i uračunava se preko koeficijenta nelinearnog pojačanja. Relaksacioni procesi koji omogućavaju oslobađanje viška energije zagrejanim nosiocima mogu biti, pored ostalih, kolizija elektron-šupljina (ne dolazi do rekombinacije) i kolizija elektrona sa kristalnom rešetkom. Ova druga kolizija se dešava posredstvom LO (longitudinalno-optičkih) fonona. Stoga *carrier heating effects* jako zavise od vremena relaksacije energije nosioca i vremena života LO fonona. Vreme života LO fonona se može smanjiti dopiranjem čime se značajno smanjuju *carrier heating effects* a time i nelinearno pojačanje [103], odnosno povećava brzina rada lasera. *Well-barrier hole burning* je posledica narušavanja ravnotežne termalne raspodele nosilaca u QW (doprinosе pojačanju) i barijernim tj. konfinirajućim oblastima (ne doprinose pojačanju) na velikim fotonskim gustinama, zbog čega se javlja dodatno prigušenje pojačanja [84]. Ovo dodatno prigušenje postoji samo kod QWL, što uslovljava da QWL imaju veće nelinearno pojačanje od *bulk* lasera. Veličina ovog

dodatnog smanjenja pojačanja zavisi od dva parametra: vremena zahvata (*capture time*) nosilaca u QW i odnosa broja nosilaca u konfinirajućim oblastima sa brojem nosilaca u QW u stanju ravnoteže (*equilibrium distribution*). Ova dva parametra su strukturno zavisni, pa se uticaj *well-barrier hole burning*-a na nelinearno pojačanje može smanjiti pogodnom konstrukcijom QWL. *Cavity standing-wave-induced dielectric grating effects* je poslednji mehanizam koji uzrokuje nelinearnost optičkog pojačanja. Formiranje stojećeg talasa u rezonatoru lasera tokom procesa povećanja optičkog pojačanja uzrokuje prostornu modulaciju gustine nosilaca duž rezonatora. Ova modulacija izaziva periodičnu promenu indeksa prelamanja i pojačanja (*dielectrical grating*) što dovodi do nelinearnosti optičkog pojačanja [89].

Do sad sprovedene teorijske analize i eksperimentalna merenja potvrđuju činjenicu da je nelinearno pojačanje u QWL izraženije nego u *bulk* laserima [95, 96]. Povećanje kvantne konfiniranosti nosilaca povećava nelinearno pojačanje tako da je ono još veće u QWRL i QDL. Sem toga mehanizmi koji prouzrokuju nelinearno pojačanje, naročito *spectral hole burning*, degradiraju rezonantnu relaksacionu frekvenciju. Zbog tog dolazi do spektralnog širenja izlaznog laserskog zračenja, tj. do povećanja *linewidth enhancement factor*-a (faktor koji definiše povećanje spektralne širine linije poluprovodničkog lasera u odnosu na poznatu *Schawlow-Townes*-ovu spektralnu širinu linije $\Delta\nu = \Delta\nu_{ST}(1 + \alpha^2)$) α na velikim fotonskim gustinama [94]. Uvođenjem *strain*-a u QW strukture dolazi do dodatnog povećanja nelinearnog pojačanja koje je posledica naglog povećanja *carrier heating effects*. Ovi efekti su izraženiji na manjim gustinama nosilaca, što je slučaj kod *strained* QWL (stimulisana emisija se dešava sa manjim gustinama nosilaca jer je i struja praga manja). U *strained* QWL *carrier heating effects* su pet puta izraženiji od *spectral hole burning*-a [113].

S obzirom da su glavne veličine koje kontrolišu brzinu poluprovodničkih lasera diferencijalno pojačanje i nelinearno pojačanje to je od suštinskog interesa povećanje diferencijalnog pojačanja i smanjenje nelinearnog pojačanja. U gore navedenom tekstu je rečeno da se diferencijalno pojačanje povećava konfiniranjem nosilaca, povećanjem broja QW, uvođenjem napregnutih kvantnih struktura i dodatnim p-dopiranjem QW. Prva tri načina pored povećanja diferencijalnog pojačanja istovremeno uzrokuju i

povećanje nelinearnog pojačanja. Na takav način se uvođenjem *strain*-a i prelaskom sa SQWL na MQWL skoro kompenzuju efekti povećanja diferencijalnog i nelinearnog pojačanja, tj. ne dobija se značajno povećanje brzine rada lasera. U slučaju povećanja konfiniranosti nosilaca rast diferencijalnog pojačanja je dominantan pa je i brzina rada QWL značajno veća od DHL. Još veća kvantna konfiniranost zadržava povećanje diferencijalnog pojačanja dominantno, ali je efekat povećanja brzine rada lasera smanjen. Jedino dodatno p-dopiranje QW istovremeno povećava diferencijalno pojačanje i smanjuje nelinearno pojačanje na način kako je gore objašnjeno. U slučaju $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As-GaAs}$ MQW lasera povećanje granične učestanosti je dvostruko ($f_{-3dB}^{max} = 63\text{GHz}$) [82]³.

U zavisnosti od primene poluprovodničkog lasera njegov kvalitet se meri na osnovu tri osnovne osobine: energetske potrošnje, emitujućeg laserskog zračenja i brzine rada. Što je manja potrošnja (veći faktor konverzije pobudne električne energije u izlaznu svetlosnu energiju), veća snaga izlaznog zračenja i veća brzina rada, laser je superiorniji. Za primene u optičkim komunikacijama prva, a pogotovo treća osobina su od presudnog značaja. Energetska potrošnja poluprovodničkog lasera se meri gustinom struje praga pa je od interesa da ona bude što je moguće manja, dok se brzina rada karakteriše graničnom učestanošću i cilj je njeno povećanje. Na osnovu do sad rečenog manju struju praga a veću brzinu rada ćemo imati za veću gustinu stanja, veće diferencijalno pojačanje (od presudnog značaja; ima obostran uticaj) i manje nelinearno pojačanje lasera, uz nižu neradijativnu rekombinaciju. Sve ove fizičke veličine, koje su ovde od posebnog značaja, su međusobno uslovljene pa je samo sveobuhvatna analiza odziva izabrane strukture poluprovodničkog lasera merodavan kriterijum za pravilnu procenu njegovog kvaliteta.

³Takav laser je idealan da se koristi u optičkim komunikacionim vezama za prenos digitalnih podataka brzinama većim i od 20Gb/s.

1.3. Prednost lasera sa kvantnim jamama u odnosu na dvostruko-heterostrukturne lasere

QWL imaju bolje karakteristike od *bulk* lasera u skoro svakom pogledu [118]. QWL mogu lako menjati talasnu dužinu emitujućeg zračenja promenom širine QW. Fundamentalna prednost je što QWL poseduju veće pojačanje po jednom injektovanom nosiocu od DHL, pa im je struja praga manja. Pošto su injektovani nosioci u velikoj meri odgovorni za unutrašnje gubitke to su QWL, koji zahtevaju manje injektovanih nosilaca, efikasniji i mogu generisati veću izlaznu snagu od DHL. Važna prednost QWL je što se ista vrednost pojačanja postiže sa manjom promenom indeksa prelamanja u aktivnoj oblasti zbog čega oni imaju manji *chirp*. (*Chirp* predstavlja vremensku promenu izlazne talasne dužine lasera, u opsegu spektra emitujućeg zračenja, koja je posledica kombinacije složenih procesa stimulisane rekombinacije i pojačanja laserskog zračenja u rezonatoru lasera.) Manji unutrašnji gubici i manja promena indeksa prelamanja u aktivnoj oblasti omogućavaju QWL da imaju uži spektar izlaznog zračenja i veću stabilnost modova od DHL. Mogućnost formiranja napregnutih kvantnih struktura omogućuje bolju kontrolu optičke polarizacije kod QWL u odnosu na DHL. QWL imaju veće diferencijalno pojačanje te bi trebali da imaju veću brzinu rada, što je posebno izraženo za MQWL. Stvarno povećanje brzine rada QWL u odnosu na DHL zavisi od mnoštva faktora. Za odgovarajuće konstrukcije lasera QWL pokazuju znatno veću brzinu rada.

Ukratko rečeno QWL su superiorniji od DHL jer imaju manju energetske potrošnje i veću brzinu rada. Fizički okarakterisano QWL imaju u odnosu na DHL [5, 11, 118]:

- za red veličine manju struju praga,
- manju temperaturnu zavisnost struje praga,
- duplo veće diferencijalno pojačanje,
- do 50% veću graničnu učestanost ⁴ i

⁴Uvođenjem *strain*-a i p-dopiranjem QW postižu se još veće granične učestanosti.

- do deset puta manju spektralnu širinu linije.

Ako pak poredimo SQWL sa MQWL onda se može reći da SQWL imaju manju gustinu struje praga, a veću gustinu nosilaca u aktivnoj oblasti. Diferencijalno pojačanje je N_{NQW} puta veće u MQWL, pa im je i granična učestanost veća (bar duplo u odnosu na DHL). Spektralna širina linije monotono raste sa N_{NQW} , pa je veća za MQWL. I konačno MQWL je teže praviti od SQWL zbog obavezne kontrole širine jama u toku epitaksijalnog rasta.

2. Modelovanje odziva

Analiza bilo koje poluprovodničke naprave pa tako i poluprovodničkog lasera nije kompletna ako se ne analizira njen odziv. Odziv predstavlja reakciju na postojeću pobudu. Fizički gledano odziv predstavlja odgovarajuću promenu izlazne fizičke veličine kad se menja odgovarajuća pobudna ulazna fizička veličina. (Kod poluprovodničkih lasera izlazna veličina je emitovana svetlosna snaga dok je ulazna veličina struja polarizacije lasera.) Odziv poluprovodničke naprave omogućava uvid u njene dinamičke osobine tj. saznanje o njenom ponašanju tokom prelaznih procesa kroz koje ona prolazi u svom radu. Praktično funkcionisanje naprave nije moguće predvideti dok se ne analiziraju njene dinamičke karakteristike od kojih prevashodno zavisi brzina njenog rada. Kako su danas glavne tehnološke smernice razvoja povezane sa povećanjem brzine rada mikroelektronskih i optoelektronskih komponenti, to je od presudnog značaja sveobuhvatna i pristupačna analiza njihovog odziva. Svaka takva analiza predstavlja primenu odgovarajućih postupaka (analitičkih ili numeričkih) pomoću kojih se proučava postavljeni model. Uspostavljeni model je konkretan skup fizičkih zakona, kojima se povinuje analizirana naprava, ukomponovan u podesno predstavljenu formu. Na takav način formiranjem modela, pomoću koga će se analizirati odziv posmatrane naprave, mi vršimo modelovanje odziva te naprave. Modelovani odziv se analizira analitički ili numerički u zavisnosti od složenosti modela. Ako je model vrlo kompleksan (želi se obuhvatiti što više relevantnih fizičkih procesa

i parametara analizirane naprave) neophodno je sprovesti numeričku simulaciju takve naprave [102]. Analiza može da se sprovodi u vremenskom ili frekventnom domenu. Kad se analizira poluprovodnički laser onda je od interesa analiza njegovih statičkih karakteristika (L-I kriva, *Light-Current Curve*), a takođe i dinamičkih (frekventni odziv i odziv na veliki digitalni signal).

Poznato je da su karakteristike poluprovodničkih lasera, koje kontrolišu njegovu brzinu, ograničene sa određenim fizičkim procesima od kojih se izdvajaju *spectral hole burning*, *carrier heating* i transport nosilaca kroz lasersku diodu. Pri tom se pokazuje da su efekti transporta nosilaca najodgovorniji za promenu modulisanog odziva poluprovodničkog lasera. Cilj je da se obrazlože načini na koje se može modelovati odziv poluprovodničkog lasera kao i da se objasne svi značajni transportni procesi koji bitno utiču na njegov rad.

2.1. Mogući načini modelovanja

Potpuna i posebno prilagođena kvantna teorija za modelovanje poluprovodničkih kvantnih lasera ne postoji. Razlog za to je velika složenost pojedinačnih fizičkih procesa koji se odvijaju u takvoj poluprovodničkoj napravi, zbog čega je nemoguće u potpunosti podesno ukomponovati modele svih tih procesa a zadržati potpunu sveobuhvatnost svih pojava koje se mogu zapaziti. Kompletna teorija bi trebala da obuhvati kvantni transport kroz celu lasersku diodu i da sadrži sve prelaze sa kvantnog na klasični transport što bi bilo ukomponovano sa potpunim rešenjem *Maxwell*-ovih jednačina za elektromagnetno polje unutar rezonatora lasera. Ovakvo proučavanje, prevashodno sprovedeno u tri dimenzije, je daleko od realizacije čak i sa današnjim nezavidnim kompjuterskim resursima.

Razlikuju se dva osnovna pristupa za modelovanje poluprovodničkih lasera, koja omogućavaju analizu njenog odziva [36]:

- Formiranje zaokruženog skupa jednačina prelaza i njihovo rešavanje i
- Razvoj kompletnog, najčešće numeričkog, postupka za rešavanje skupa datih jednačina usvojenog fizičkog modela sa odgovarajućim graničnim uslovima koje

aproksimiraju tačnu fiziku procesa u laserskoj diodi do tačnosti dozvoljene postojećim kompjuterskim resursima.

Prvi pristup je najčešće biran pristup jer omogućava da se sa relativno jednostavnim postupkom simulira poluprovodnički kvantni laser i dobiju rezultati koji se jako dobro slažu sa eksperimentalnim rezultatima. Na takav način se dobija model koji ukomponovan sa odgovarajućim simulacionim instrumentom predstavlja najefikasniji alat za analizu poluprovodničkih lasera. O ovom načinu modelovanja će više biti reči u odeljku 2.3.

Drugi pristup je standardan metod za simulaciju elektronskih komponenata pri čemu se simultano rešavaju *Poisson*-ova jednačina, drift-difuziona jednačina (aproksimacija *Boltzmann*-ove transportne jednačine) za elektrone i šupljine zajedno sa talasnom (*Helmholtz*-ovom) jednačinom i jednačinom prelaza za fotone. Na ovakav način je dvo-dimenzionalno simuliran DHL u radovima [48, 80]. Ovaj pristup je izabran i za modelovanje odziva QWL u radovima [9, 36]. Alam [9] koristi pojednostavljen model QWL koji se sastoji od drift-difuzionih jednačina za elektrone i šupljine i jednačine prelaza za fotone, a rešava ga analitičkim putem. Na taj način on identifikuje efekte odgovorne za nelinearnost L-I krive QWL. Najkonzistentniji do sad objavljen model za kompletnu analizu QWL je model prezentiran u [36]. On obuhvata kompletan tretman dinamike nosilaca uključujući klasičan transport nosilaca (*Poisson*-ova jednačina i drift-difuzione jednačine za elektrone i šupljine), zahvat nosilaca kvantnom jamom (*quantum carrier capture*), *spectral hole burning*, *quantum carrier heating effects* i tretman optičkog problema (talasna jednačina kombinovana sa jednačinom prelaza za fotone). Model jedino ne tretira probleme kao što su emisija nosilaca iz QW (*quantum carrier escape*), rešenje fazne jednačine za fotone i rešenje toplotne transportne jednačine. Ovako generalizovan model može da razjasni sledeće nedoumice:

- odstupanje od lokalne neutralnosti naelektrisanja u laserskoj diodi,
- nekompletan zahvat nosilaca kvantnom jamom,
- neravnotežnu raspodelu nosilaca unutar QW što dovodi do *spectral hole burning*-a i efekta vrućih elektrona i fonona,
- dvo-dimenzionalne efekte kao što je rasplinjavanje strujnog toka kroz lasersku diodu

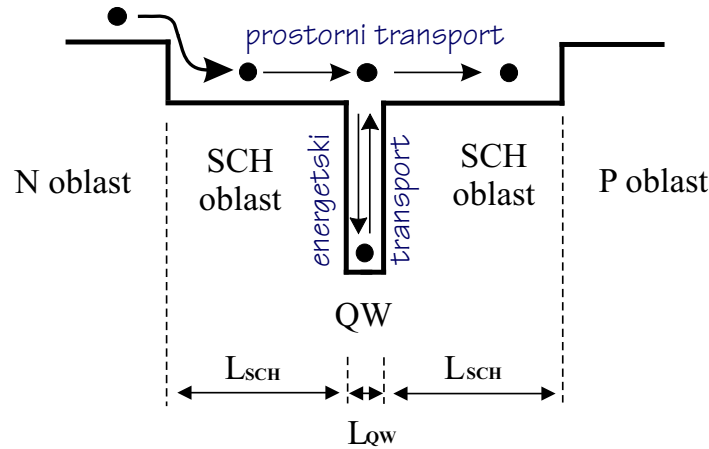
itd.

Složenost ovog modela nam omogućava detaljnije praćenje fizičkih procesa i objašnjenje odgovarajućih pojava u laserskoj diodi na račun kompleksnosti i složenijih simulacionih tehnika.

Ako želimo da napravimo prosto poređenje između gore spomenuta dva pristupa onda bi ovaj drugi složeniji pristup bio rešavanje uprošćenih jednačina prelaza u svakoj prostorno izabranoj simulacionoj tački ponaosob. Praktično to znači rešavanje hiljade jednačina prelaza s prednošću da se na pravilan način objasne svi modelovani fizički procesi. Međutim, kad je reč o analizi odziva QWL ova složenost je mana jer se uticaj svih ovih fizičkih pojava na odziv lasera može mnogo efikasnije analizirati pomoću podesno izabranih jednačina prelaza, posebno kad je reč o analizi dinamičkih karakteristika lasera tj. brzine njegovog rada. Iz tog razloga je u ovom radu izabran prvi pristup u analizi odziva QWL. Počev od dela III celokupno izlaganje će biti vezano za prvi pristup modelovanja QWL.

2.2. Transportni procesi

Fizički posmatrano, postoje dva tipa transporta nosilaca u QWL [105, 114]. To su: prostorni transport nosilaca (*real-space transport*) i energetska transport nosilaca (*state-space transport*). Prostorni transport nosilaca predstavlja drift i difuziju nosilaca duž SCH oblasti QWL i kroz barijerne oblasti, dok energetska transport predstavlja zahvat u i emisiju nosilaca iz QW, tj. razmenu nosilaca između nekonfiniranih (*bulk stanja*) i konfiniranih (kvantna stanja) stanja u prostornoj oblasti QW. (Slika 2.1.) Razlikuju se dva slučaja koja opisuju transport nosilaca u QWL (vidi sliku 2.2.). Ako je širina SCH oblasti manja od srednje slobodne dužine za procese zahvata nosilaca u QW (*Mean Free Path* - MFP) onda će se unutar SCH oblasti formirati energetska nivoi kao u QW. U tom slučaju će se nosioci koji uđu u SCH oblasti direktno rasejati sa energetska nivoa u SCH oblastima na odgovarajuće energetske nivoe u QW. To znači da se mogu zanemariti drift i difuzija nosilaca i ceo transport nosilaca posmatrati kao energetska transport (direktan zahvat i emisija nosilaca u i iz QW). U drugom slučaju, kad je širina SCH oblasti veća od MFP nosioci će se prvo driftom i difuzi-



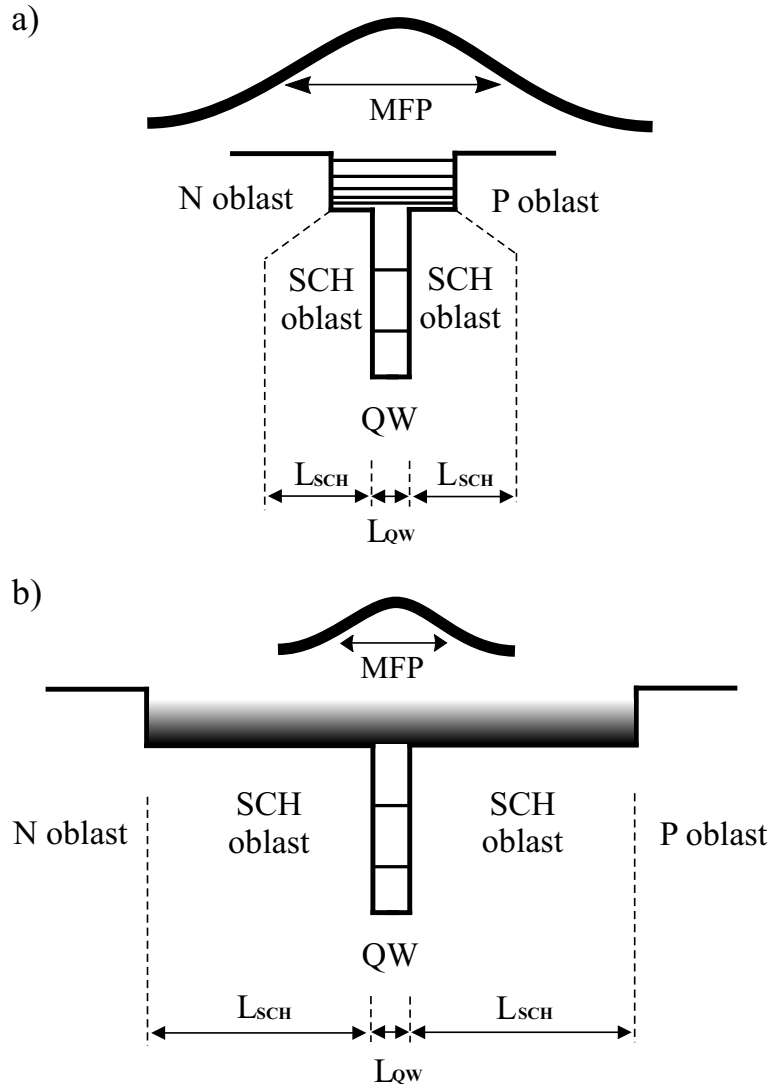
Slika 2.1. Šematski dijagram transporta nosilaca unutar aktivne oblasti QWL.

jom kretati kroz SCH oblasti pre nego što budu zahvaćeni kvantnom jamom. U tom slučaju se ne sme zanemariti prostorni transport nosilaca i modelovanje QWL mora uključiti oba transporta nosilaca. Obično je MFP manja od širine SCH oblasti pa svi realni teorijski modeli QWL koji analiziraju uticaj transporta nosilaca na njegove karakteristike moraju ne samo da uključe obe vrste transporta nego i da identifikuju njihove relativne doprinose. Ovaj drugi slučaj je nazvan i "reservoir" model [56], jer postoji razmena nosilaca između dva rezervoara (SCH oblasti i QW) putem zahvata u i emisije iz QW. Svi modeli koji u obzir uzimaju prostorni transport nosilaca kroz aktivnu oblast QWL [50, 56, 105, 114] naglašavaju njegov izražen uticaj na graničnu učestanost lasera, tj. brzinu njegovog rada.

2.2.1. Prostorni transport

Analiza transporta nosilaca, a posebno prostornog transporta u P-i-N strukturi QWL sa SCH oblastima i njegovog uticaja na osnovne karakteristike QW lasera (struju praga, optičko i diferencijalno pojačanje, graničnu učestanost, širinu linije emitujućeg zračenja, itd.) je prilično komplikovan problem. Analiza prostornog transporta može biti sprovedena na različite načine: analitički ili numerički, korišćenjem jednog od pristupa obrazloženih u odeljku 2.1. ili pak modelovanjem kvantnog transporta.

Osnovna razlika između ovih modela je da svi modeli zasnovani na jednačinama



Slika 2.2. Šematski dijagram transporta nosilaca u dva različita slučaja: širina SCH oblasti je a) manja od MFP i b) veća od MFP.

prelaza (prvi pristup) koriste aproksimaciju o neutralnosti naelektrisanja u aktivnoj oblasti. Opravdanost ovakvog pristupa se objašnjava na sledeći način [75]. U normalnom režimu rada poluprovodnički laser je direktno polarisana P-i-N dioda koja radi sa visokim injeksionim gustinama nosilaca (oko 10^{18}cm^{-3}). Rešenje jednodimenzionalne *Poisson*-ove jednačine, pretpostavljajući da su leva i desna SCH oblast oko QW uniformno pumpane elektronima i šupljinama, respektivno, daje električno polje prostornog naelektrisanja reda 10^6V/cm . Ovo znači da su nosioci izuzetno pokretni (imaju velike brzine) i da se brzo redistribuiraju dok se ne ostvari uslov neutralnosti

naelektrisanja duž SCH oblasti. Takođe na ovakvom visokom nivou injekcije nosilaca dopirnost i-oblasti se može zanemariti. To znači da se ovakva laserska struktura može tretirati kao jako polarizovana P-i-N dioda u kojoj je ispunjen uslov neutralnosti naelektrisanja, odnosno da je prostorni transport nosilaca u ovakvoj strukturi ambipolaran transport (razmatra se transport samo jedne vrste nosilaca). Ova aproksimacija daje dobre rezultate kad se analizira QWL sa jednom kvantnom jamom (tj. malim brojem kvantnih jama) i kad se analizira odziv lasera na mali modulišući signal (jer on ostaje tad praktično konstantno polarisan i ne menjaju se uslovi za očuvanje neutralnosti naelektrisanja). Ovakav pristup modelovanja prostornog transporta je korišćen u seriji Nagarajan-ovih radova [71, 73, 74, 75], u kojima je analiziran odziv QWL na mali modulišući signal, kao i u kritički komentarisanim Taylor-ovim radovima [32, 97, 98]. Taylor-ov model je analitički i analizira prostorni transport nosilaca u SCH oblastima koristeći drift-difuzione jednačine. On pokazuje da su i drift i difuzija značajni procesi prostornog transporta.

Svi ostali modeli ne koriste aproksimaciju o neutralnosti naelektrisanja i po pravilu su dosta složeniji (drugi pristup). Tako je u [23] prostorni transport detaljno analiziran *Monte-Carlo* simulacijama i pokazana je njegova temperaturna zavisnost kao i povećanje struje curenja sa porastom temperature zbog čega se smanjuje efikasnost QWL⁵. U radu [107] je injekcija nosilaca u SCH oblasti QWL modelovana bipolarnim kvantnim transportom. Prostorni bipolarni kvantni transport je analiziran *Wigner*-ovim funkcijama raspodele. Ceo model se sastoji od tri *Liouville*-ove jednačine za elektrone, teške i lake šupljine i *Poisson*-ove jednačine. Ovakvo modelovanje omogućava da se ne pravi razlika između 3D (*bulk*) i 2D (konfiniranih) nosilaca i koriste fenomenološka vremena za zahvat u i emisiju iz QW. Pokazano je da gustina injektovanih elektrona u aktivnoj oblasti nije jednaka gustini injektovanih šupljina tj. da nije u važnosti pretpostavka o ambipolarnom transportu nosilaca (injektovane gustine nosilaca bivaju približno jednake za veće širine QW, veće od 7nm, i veće polarizacije QWL).

⁵I energetski transport zavisi od temperature jer raste emisija nosilaca iz QW, zbog čega se ima pad emitujućeg zračenja QWL.

Posebnu pažnju zaslužuju analize prostornog transporta nosilaca bazirane na distribuiranom modelu. Distribuirani model⁶ spada u grupu modela koji posebno analiziraju transport elektrona i transport šupljina u aktivnoj oblasti QWL i predstavlja direktnu nadgradnju modela baziranih na jednačinama prelaza. On je korišćen za analizu transporta u radovima Tessler-a [99, 100, 101] i Tsai-ja [59, 105]. Distribuirani model se sastoji od dve transportne jednačine za *bulk* elektrone i šupljine (opisuju kombinaciju prostornog i energetskog transporta), dve jednačine prelaza za elektrone i šupljine u QW (opisuju energetski transport i stimulisanu rekombinaciju), jednačinu prelaza za fotone (opisuje stimulisanu emisiju), *Poisson*-ovu jednačinu, jednačine drift-difuzione struje *bulk* nosilaca i u svom širem obliku kvantno-mehaničku reprezentaciju procesa zahvata u i emisije iz QW. Ovakav model obuhvata potpuno praćenje svih transportnih procesa sa razmatranjem klasičnog, odnosno kvantnog transporta tamo gde je on lokalizovan. On se razlikuje od kompletnog konzistentnog modela iz [36] samo što ne obuhvata fizičke procese koji utiču na nelinearnost optičkog pojačanja QWL, kao što su *spectral hole burning* i *carrier heating effects*. U radovima Tessler-a je primenom ovog modela pokazana distribuirana priroda MQWL. Pokazano je da gustine elektrona i šupljina nisu iste u svim QW MQWL i da se međusobno razlikuju, tj. da ne važi uslov neutralnosti naelektrisanja. Kao posledica ovog u MQWL sa velikim brojem QW javlja se pojava fotonski asistiranog transporta nosilaca. Ovo je pojava pri kojoj se u određenom broju QW blizu P-oblasti obezbedi uslov praga kad dolazi do stimulisane emisije. Emitovani fotoni se tad apsorbuju u QW bliže N-oblasti i omogućavaju brže postizanje praga za ove QW tj. brže emitovanje izlaznog laserskog zračenja. U radu [59] je takođe pokazana neuniformna injekcija nosilaca u MQWL sa 20 QW, koja je posledica sporog transporta šupljina kroz aktivnu oblast lasera. Ona značajno ograničava graničnu učestanost takvog lasera (niža nego u slučaju uniformne injekcije nosilaca u sve QW MQWL). Ovo govori da je distribuirani model neophodan kad se analizira MQWL sa većim brojem QW, odnosno kad se želi detaljno ispitati uticaj svakog pojedinačnog efekta različitih transportnih procesa na karakteristike QWL.

⁶Kompletna sistem jednačina koji definiše distribuirani model je opisan u dodatku Prilog A.

2.2.2. Energetski transport

Jedan od pristupa za analizu transporta u QWL (sa SCH oblastima) može se nazvati *semiclassical capture* (SCC) model [56]. SCC model prostorni transport kroz SCH oblast modeluje klasično ambipolarnom difuzionom jednačinom dok energetski transport modeluje kvantno pomoću lokalnih ambipolarnih vremena zahvata u i emisije iz QW izračunatih kvanto-mehanički. Tako se uvodi efektivno vreme zahvata nosilaca $\tau_{cap}^{eff} = \tau_{diff} + \tau_{cap}^Q \frac{V_{SCH}}{V_{QW}} = \frac{L_{SCH}^2}{8D} + \tau_{cap}^Q \frac{L_{SCH}}{L_{QW}}$ (D-ambipolarna difuziona konstanta nosilaca, V_{SCH}, L_{SCH} (V_{QW}, L_{QW}) zapremina i dužina SCH oblasti (QW)), koje je jednako zbiru vremena difuzije nosilaca kroz SCH oblast i lokalnom ambipolarnom vremenu zahvata nosilaca u QW. Na taj način se praktično rešavanje transportnih procesa u QWL svodi na kvanto-mehaničko rešavanje energetskog transporta (prostorni transport se razmatra samo preko ambipolarne difuzione konstante⁷) [15, 110, 114]. Za šire SCH oblasti vreme difuzije je višestruko veće od lokalnog vremena zahvata pa se u nekim analizama zahvat nosioca zanemaruje (tj. QW jama se posmatra kao idealna QW okružena sa beskonačnim barijerama) $\tau_{cap}^{eff} = \tau_{diff}$ ($= \tau_s$) [73]. Ako se podsetimo na različite slučajeve transporta prikazane na slici 2.2. u odeljku 2.2. onda prema SCC modelu modelovanje transporta se svodi na analizu energetskog transporta. Da li modelovanje energetskog transporta treba da bude kvanto-mehaničko ili klasično zavisi od dužine koherencije nosilaca tj. MFP koja je ograničena sa neelastičnim procesima rasejanja. Za dužine koherencije nosilaca koje su male u odnosu na širinu SCH oblasti nosioci nisu sposobni da formiraju koherentnu talasnu funkciju i mogu biti analizirani klasično $\tau_{cap}^{eff} = \tau_{diff}$ (slika 2.2.b)). U suprotnom (slika 2.2.a)) neophodna je kvanto-mehanička analiza $\tau_{cap}^{eff} = \tau_{cap}^Q$. Može se usvojiti da je za širine SCH oblasti manje od 20nm neophodna analiza kvanto-mehaničkih procesa zahvata, dok je za širine veće od 50nm dovoljna klasična analiza energetskog transporta (po mogućnosti u kombinaciji sa izračunatim lokalnim vremenima zahvata) [15].

Za analizu ultra-brzih odziva QWL od presudnog značaja mogu biti lokalna vre-

⁷Ako je drift nosioca dominantan onda se prostorni transport u potpunosti zanemaruje, jer je difuzija zanemarljiva u odnosu na drift a vreme driftovanja nosilaca jako malo; $\tau_{cap}^{eff} = \tau_{cap}^Q$.

mena zahvata u i emisije iz QW. Pri tom, za realne laserske strukture $L_{SCH} \gg L_{QW}$ (neophodno za dobro optičko konfiniranje), od presudnog značaja može biti vreme emisije nosilaca iz QW s obzirom da je vreme zahvata u QW vrlo malo u poređenju sa vremenom prostornog transporta kroz SCH oblasti kako je gore opisano. Zato je pravilno određivanje lokalnih kvantnih vremena zahvata u i emisije iz QW vrlo značajno. Vremena zahvata u τ_C i emisije iz τ_E QW određuju se prema relacijama [105]

$$\frac{eV_{SCH}}{\tau_C} = \frac{\partial I_{net}}{\partial N_b}, \quad \frac{eV_{QW}}{\tau_E} = \frac{\partial I_{net}}{\partial N_c} \quad (2.1)$$

gde su N_b i N_c *bulk* i konfinirane gustine nosilaca u SCH oblastima i QW, respektivno, a I_{net} neto struja zahvata nosilaca u QW. Ako se uvede pojam MFP za procese zahvata onda se vreme zahvata nosilaca može napisati u obliku $\frac{\lambda_{MFP}}{\tau_C} = \frac{I_{cap}}{eA_{QW}N_b}$ gde je λ_{MFP} MFP ili dužina koherencije nosilaca a A_{QW} poprečni presek QW u transverzalnom pravcu. U proračunima se najčešće usvaja da je $\lambda_{MFP} = L_{QW}$. Vreme emisije nosilaca bi slično ovome bilo $\frac{L_{QW}}{\tau_E} = \frac{I_{esc}}{eA_{QW}N_c}$. Opšte prihvaćeno je da se dominantni procesi transfera nosilaca iz *bulk* stanja u SCH oblastima u konfinirana stanja III-V QW i obratno odvijaju preko LO fononske emisije i apsorpcije. Stoga se procesi energetskog transporta nosilaca nazivaju fononski asistirani procesi. Struje zahvata nosilaca u QW i emisije nosilaca iz QW, tj. neto struja zahvata nosilaca $I_{net} = I_{cap} - I_{esc}$, mogu se odrediti kvanto-mehanički uz pomoć *Fermi*-jevog zlatnog pravila kako je to pokazano u dodatku Prilog A.

Skoro svi radovi u kojima su izvođena ova vremena posebno ističu njihov uticaj na graničnu učestanost QWL. Pokazuje se da je granična učestanost QWL veća što je odnos $R = \frac{\tau_C}{\tau_E}$ manji, pošto je diferencijalno pojačanje QWL obrnuto srazmerno sa $1 + R$ [51, 56]. Dakle, da bi se postigli brzi odzivi QWL neophodno je smanjiti R. Laseri sa užim i plićim QW imaju veliko R, jer je τ_E malo, i ono je nezavisno od struje polarizacije QWL (a otud i izlazne optičke snage). Takvi laseri nemaju superiorne karakteristike kad se porede ultra-brzi odzivi.

Vreme emisije nosilaca iz QW može se izračunavati iz klasične termojonske teorije ili pak kvanto-mehanički preko apsorpcije tj. emisije polarnih LO fonona. Prema

klasičnoj termojonskoj teoriji vreme emisije nosilaca iz QW je [75, 104]

$$\tau_E = L_{QW} \left(\frac{2\pi m_c}{kT_c} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{\Delta E_c}{kT_c}} \quad (2.2)$$

gde su m_c i T_c efektivna masa i temperatura konfiniranih nosilaca u QW ($T_c \approx T$, T -temperatura kristalne rešetke), a ΔE_c -efektivna visina barijere QW koja predstavlja energetska razliku između vrha barijere i prvog energetskog nivoa konfiniranih nosilaca unutar QW. Prema ovoj teoriji vreme emisije nosilaca iz QW je direktno proporcionalno širini QW i visini barijere tj. dubini QW. To znači da će QWL imati superiornije karakteristike (biti brži) ako poseduje širu i dublju QW. Takav laser ima bolju konfiniranost nosilaca u QW te oni ne mogu lako da beže iz QW, odnosno skoro svi nosioci zahvaćeni QW biće brzo stimulirano rekombinovani i doprineće porastu laserskog emitovanog zračenja. Ovaj rezultat termojonske teorije potvrđuje i kvantomehaničko izračunavanje vremena emisije iz QW [104]. Izvođenjem struje emisije iz QW preko interakcije sa polarnim LO fononima kao što je to pokazano u dodatku Prilog A. i korišćenjem izraza (2.1) pokazano je za $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ QW da vreme emisije raste sa porastom širine QW. Za širine QW veće od 10nm dobijena zavisnost se prilično dobro slaže sa rezultatom termojonske teorije dok za širine QW manje od 5nm termojonska teorija nerealno potcenjuje vrednost vremena emisije, čak ispod tipičnog vremena za elektronsku apsorpciju LO fonona (par ps). Slično je i za zavisnost $\tau_E = \tau_E(\Delta E_c) = \tau_E(x)$. Promenom molskog udela In menjana je visina efektivne barijere QW i pokazano je da se za $x > 0.2$ kvantomehanička izračunavanja τ_E slažu sa rezultatima termojonske teorije dok za $x < 0.2$ postoji znatno odstupanje. Ovim se potvrđuje da za dovoljno velike širine QW kvantomehaničko izračunavanje i termojonska teorija daju iste rezultate, te se za kvalitetnu ocenu vremena emisije nosilaca iz QW može koristiti izraz (2.2). Vreme emisije nosilaca u ravnotežnom stanju je proučavano i eksperimentalno u radu [78]. Pokazano je da se pri vrlo niskim temperaturama (50K) emisija nosilaca ostvaruje najviše tunelovanjem pa čak i kod SQWL kao i da se iz QW emituju samo laki nosioci (elektroni i lake šupljine), dok se teške šupljine prvo rasejavaju i postaju lake pa se onda emituju iz QW.

Za razliku od vremena emisije za pravilno izračunavanje lokalnog vremena zahvata

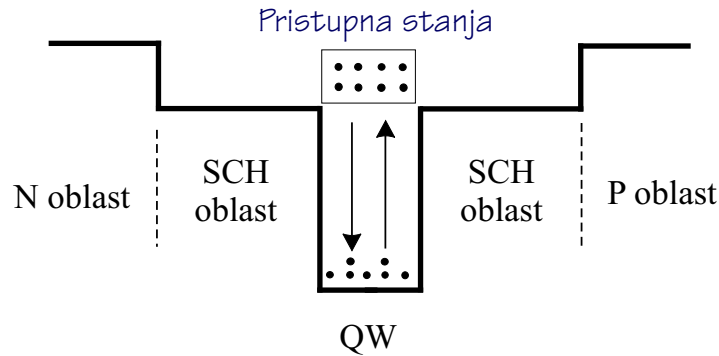
u QW neophodna je kvanto-mehanička teorija. Potpune teorije izračunavaju zahvat nosioca na sve postojeće energetske podnivoje unutar QW. Kvanto-mehaničko izračunavanje vremena zahvata u QW preko interakcije sa LO fononima je urađeno u radovima [15, 17, 18, 29, 51, 105]. U svim radovima je izračunavanje obavljeno adekvatno izračunavanju u dodatku Prilog A. Prva izračunavanja obavili su Brum *et al.* za QW sa SCH i QW sa *graded-index* SCH (GRINSCH). Istaknuto je da poluprovodničke QW efikasno kolektuju (prikupljaju) nosioce i da je to glavni razlog za poboljšane karakteristike QWL u odnosu na DHL. Izračunavanje pokazuje da vreme zahvata ima oscilatoran karakter sa porastom širine QW. Minimumi na toj zavisnosti odgovaraju zahvatu nosilaca na n -ti kvantni podnivo unutar QW čija je energetska udaljenost od vrha QW manja od $\hbar\omega_{LO}$. Što je QW šira ona poseduje više energetskih kvantnih podnivoa pa zavisnost ima više oscilacija. Ove oscilacije se smanjuju sa porastom temperature. Dakle, za razliku od vremena emisije iz QW kvanto-mehaničko izračunavanje vremena zahvata u QW daje potpuno različite rezultate od klasičnih izračunavanja koja ne predviđaju oscilatorni karakter. I vreme zahvata elektrona i vreme zahvata šupljina poseduju oscilatornu zavisnost sa porastom širine QW što je posledica kvantnih stanja u QW, pri čemu se šupljine 4 puta brže zahvataju nego elektroni. Ovo se objašnjava sa većom gustinom stanja šupljina na određinom kvantnom stanju. Eksperimentalna merenja vremena zahvata nosioca u InGaAs/InP QW [29] subpikosekundnom luminescentnom spektroskopijom potvrđuju teorijska izračunavanja po kojim su šupljine brže zahvaćene od elektrona. Merenjem se dobija da je srednje vreme zahvata šupljina manje od 0.3ps dok je srednje vreme zahvata elektrona manje od 1ps za širine QW između 0.9nm i 10nm. Ovo merenje ne može da predvidi oscilatorni karakter vremena zahvata jer ne razmatra posebno zahvate na različite kvantne energetske podnivoje unutar QW. Konzistentno razmatranje vremena zahvata potkrepljeno sa subpikosekundnim merenjem vremena uspona luminescentnog zračenja iz QW je pokazano u [15]. Utvrđeno je kad je za transport nosilaca u QWL dominantan njihov energetski transport tj. lokalno vreme zahvata nosilaca u QW, a takođe je potvrđen njihov oscilatorni karakter sa porastom širine QW. Zahvat nosilaca je opisan kao ambipolaran proces a oscilacije u vremenu zahvata

nosilaca kao kvanto-mehaničke oscilacije elektronske talasne funkcije koja preklapa QW. Oscilacije τ_C su u opsegu 0.1-1.8ps za širine QW od 0.1nm do 12nm. Tako se zavisnost klasično definisanog ambipolarnog vremena zahvata nosilaca od širine QW, čija je vrednost određena iz eksperimenta, kvalitetno poklopila sa kvanto-mehaničkim izračunavanjima.

2.2.3. Kvazi-konfinirana 2D stanja

U prethodnim odeljcima 2.2.1. i 2.2.2. opisana su dva osnovna transporta u QWL. Dok se prostorni transport modeluje klasično, energetski transport se modeluje kvanto-mehanički. Za sveobuhvatan kvalitetan opis transporta nosilaca u QWL neophodno je pravilno spojiti ove dve vrste transporta tj. formirati odgovarajući interfejs između ove dve vrste transporta. Prihvaćeno je da se energetski transport svodi na određivanje lokalnih vremena zahvata u i emisije iz QW, odnosno da je on prostorno lokalizovan u QW. Istovremeno on predstavlja proces u kome nosioci menjaju svoju konfiniranost (slobodu kretanja). Menjaju svoje 3D stanje (*bulk state*) u konfinirano 2D stanje (*bound state*). Stoga je neophodno da se definišu posebna stanja nosilaca koja su prostorno konfinirana u QW a energetski nisu vezana unutar QW tj. imaju osobine *bulk* stanja. Ova stanja se nazivaju prividno vezana stanja ili konverzionna stanja ili pristupna stanja ili kvazi-konfinirana 2D stanja (*virtual bound states, conversion states, gateway states, quasi 2D confined states*). Ta stanja su praktično lokalizovana u prostoru QW i imaju energije veće od visine barijere QW. Stoga se i nazivaju kvazi-konfinirana jer se nalaze direktno iznad QW i nosioci koji ih okupiraju bivaju u QW "usisani" procesom lokalnog zahvata nosilaca. (Slika 2.3.) Prvi put ova stanja su u literaturi opisana 1986. god. [17] kada su istaknute dve bazične karakteristike QW: vezana i prividno vezana stanja. Postojanje ovih stanja je potvrđeno i eksperimentalnim putem [77].

Ova pristupna stanja su neophodan interfejs za pravilno fizičko uklapanje svih postojećih različitih transporta nosilaca u QWL. Ona su od posebne važnosti kad se modeluju ultra-brzi odzivi QWL, jer se nosioci koji dospeju u ova stanja u pravilno dizajniranoj strukturi QWL (minimizirano vreme zahvata a maksimizirano vreme



Slika 2.3. Šematski prikaz pristupnih stanja (gateway states) u aktivnoj oblasti SQWL.

emisije uz što je moguće manju struju curenja) sigurno stimulirano rekombinuju u vrlo kratkom vremenu. Stoga se s pravom može reći da analiza brzine rada QWL nije kompletna ako modelovanje transporta nosilaca ne obuhvata i pristupna stanja nosilaca. Treba istaći da je analiza odziva QWL, kad se zanemaruje emisija nosilaca iz QW i efekat struje curenja, ista sa i bez (SCC model) uključenja pristupnih stanja. Međutim ako se ne zanemaruje emisija nosilaca iz QW dobijaju se različiti rezultati, jer nosioci koji napuste QW i pređu u pristupna stanja nisu je u potpunosti napustili pošto mogu opet biti u nju "usisani". Tako uključenje pristupnih stanja prilikom modelovanja odziva daje tačniji tj. konzistentniji rezultat.

Poznato je da je vreme lokalnog zahvata šupljina manje od vremena lokalnog zahvata elektrona, odnosno da su šupljine prvo zahvaćene QW. Ove konfinirane šupljine tako pod dejstvom *Coulomb*-ove interakcije privlače elektrone u pristupna stanja [29] odakle oni lako bivaju "usisani" u QW. Na taj način se smanjuje efektivno vreme zahvata elektrona u QW. Ovi konfinirani elektroni ostavljaju upražnjena mesta u pristupnim stanjima tako da ona postaju neto pozitivna i odbijaju zaostale šupljine u barijernim oblastima QW od QW. Tako se blago povećava vreme zahvata šupljina u QW. Konačan rezultat ovih efekata je ambipolarni proces zahvata, čije je vreme zahvata između elektronskog i šupljinskog vremena zahvata. Ambipolarno vreme zahvata se može odrediti pomoću jednačina prelaza [15] i iznosi

$$\frac{1}{\tau_C} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\tau_{Ce}} + \frac{1}{\tau_{Ch}} \right) \approx \frac{1}{2\tau_{Ch}} . \quad (2.3)$$

Slično je pokazano u odeljku 2.2.1. da se prostorni transport može modelovati am-

bipolarnom difuzijom pa se kao rezultat dobija da se dinamika SQWL može opisati sistemom prelaznih jednačina za samo jednu vrstu nosilaca (*hole-like*) tj. celokupan transport može razmatrati kao ambipolaran transport [66]. I u ovom radu je usvojen ovakav pristup, tj. odziv SQWL je analiziran korišćenjem ambipolarne aproksimacije.

2.3. Jednačine prelaza

Jednačine prelaza su vrlo efikasan alat za analizu dinamičkih karakteristika lasera, pa tako i poluprovodničkih lasera. Ključni element u proučavanju dinamike laserskih dioda jeste uvođenje podesnih modela za opis i objašnjenje ponašanja ovih poluprovodničkih naprava. Danas opšte prihvaćen opis dinamičkih procesa u laseru je zasnovan na jednačinama prelaza, proučavanju koje su prvi pretpostavili *H. Statz* i *G. deMars* 1960. godine, a u kome skup diferencijalnih jednačina definiše vremensku promenu osnovnih laserskih promenljivih: gustine nosilaca i gustine fotona u aktivnom sloju. Ovaj model obezbeđuje koristan opis pošto on predviđa tačnu vrednost frekvencije laserskih relaksacionih oscilacija na datom nivou polarizacije lasera, te je od posebne važnosti za analizu laserskih dioda koje se koriste u optičkim komunikacijama [3]. Jednačine prelaza se najčešće koriste za teorijsko i eksperimentalno ispitivanje modulacionih karakteristika lasera koje je započelo još 1964. godine i do danas zadržava veliku pažnju naučnika širom sveta. Ocenu modela zasnovanog na jednačinama prelaza dao je 1975. godine *H. Haken* precizirajući da ovaj model daje opis dinamike lasera ekvivalentan opisu *Lorenz*-ovog modela, s obzirom da on predstavlja pojednostavljen opis složene atmosfere dinamičke [19]. Na taj način se ističe važna činjenica da model zasnovan na jednačinama prelaza predstavlja pojednostavljen opis složene dinamike laserske diode sa tačnom karakterizacijom njenih frekventnih karakteristika tj. njene brzine rada.

Dobri poznavaoци laserske dinamike znaju da laser poseduje dva praga, odnosno da poluprovodnički laser poseduje dve potpuno nezavisne struje praga. Prvi prag lasera je nivo na kome počinje stimulisana emisija koherentnog zračenja tj. struja praga iznad koje poluprovodnički laser emituje stimulisano zračenje. Ovaj prag je opšte poznat među svim poznavaoциma laserske problematike. Drugi prag lasera je

nivo iznad koga laser pokazuje nelinearno ponašanje, tj. struja praga iznad koje se komercijalno raspoložive laserske diode ne polarišu. (U zadnje vreme i nelinearni režimi rada laserskih dioda nalaze primenu.) Dakle, između dve struje praga laserska dioda se ponaša kao linearna naprava i to su režimi rada u kojima je od posebne važnosti poznavanje njenog dinamičkog ponašanja. Jednačine prelaza su idealne za opis dinamike lasera u ovim režimima rada, mada se one primenjuju i za analizu dinamičkih procesa i u nelinearnim režimima rada lasera [12, 19]. Proučavanje dinamike (linearne ili nelinearne) laserskih dioda je uglavnom povezano za dve različite konfiguracije: direktno modulisanu lasersku diodu i lasersku diodu sa eksternom povratnom spregom. Direktna strujna modulacija laserske diode je ekstremno važna za primene u optičkim komunikacijama, jer dozvoljava neposredno i efikasno pretvaranje električnog signala u optički signal. U literaturi je poznat veliki broj radova koji analizira direktno strujno modulisan odziv poluprovodničkog lasera pomoću jednačina prelaza. Videti npr. [16, 24, 90] kao i seriju Nagarajanovih radova ([75] i ostale). Konfiguracija sa eksternom povratnom spregom s druge strane je bitna jer omogućava značajno smanjenje širine linije emitovanog laserskog zračenja. Pokazuje se čak da kontrolisana slaba povratna sprega može poboljšati frekventne karakteristike laserskih dioda [44]. Takođe jednačine prelaza se mogu koristiti i za ispitivanje uticaja *carrier heating effects* na statičke i dinamičke karakteristike poluprovodničkih lasera kao i na *chirp* lasera [53, 81, 87]. Jednačine prelaza se koriste i za analizu drugih fizičkih procesa u poluprovodničkim laserima tako da je njihov značaj izuzetno veliki. One omogućavaju elegantan pristup za analizu uticaja željenog efekta i idealne su za analizu uticaja jednog ili par efekata na odziv poluprovodničkog lasera. Međutim, kad se želi sveobuhvatnija analiza fizičkih procesa onda je neminovno izabrati drugi pristup u analizi poluprovodničkog lasera opisan u odeljku 2.1.

Rigorozno matematičko izvođenje jednačina prelaza počinje od *Maxwell*-ovih jednačina, a potom sledi kvanto-mehaničko proučavanje za indukovanu polarizaciju⁸. Jednačine prelaza se mogu, takođe, definisati i heuristički razmatranjem fizičkih fenomena kroz koje se menja broj injektovanih nosilaca i broj fotona s vremenom unu-

⁸Izvođenje jednačina prelaza je pokazano u [6].

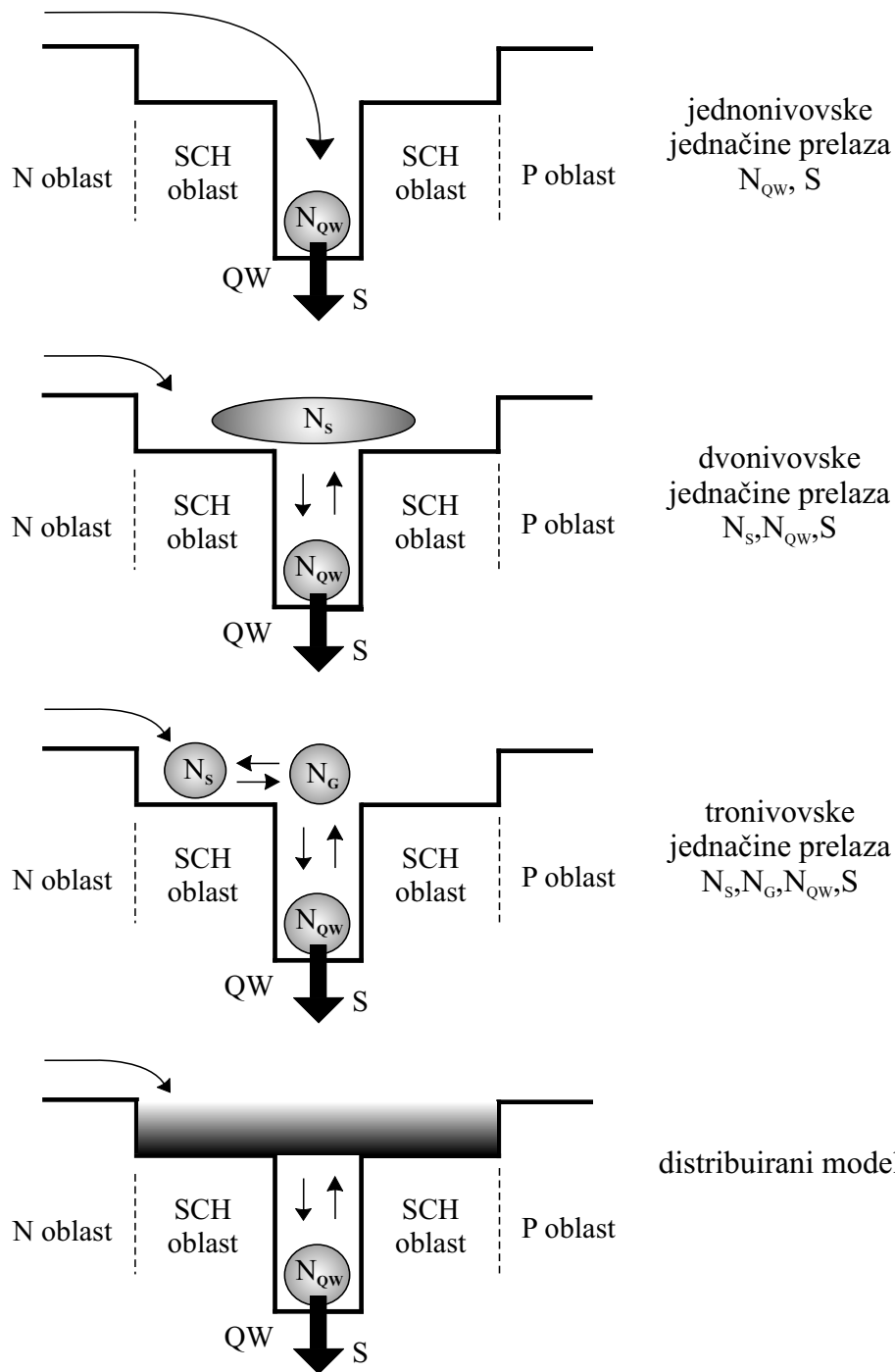
tar aktivne oblasti [3]. Takvim pristupom se vrlo lako uočavaju svi značajni fizički procesi koji od injekcije nosilaca u aktivnu oblast dovode do emisije stimulisano zračenja i ističe važnost njihove dinamike. U zavisnosti od toga koja struktura laserske diode tj. koji poluprovodnički laser se analizira zavisice kakav oblik imaju i koliki je broj jednačina prelaza neophodan za pravilnu analizu. Za analizu DHL dovoljan je model zasnovan na tzv. jednonivovskim jednačinama prelaza (*one-level rate equations*; nazivaju se samo jednačine prelaza *-rate equations*). Taj model sadrži dve jednačine prelaza: jednu za injektovane nosioce i jednu za emitovane fotone. Za analizu QWL koriste se i složeniji modeli, modeli zasnovani na tzv. dvonivovskim i tronivovskim jednačinama prelaza (*two-level and free-level rate equations*). Dvonivovske jednačine prelaza sadrže dve jednačine prelaza za *bulk* nosioce u SCH oblasti i konfinirane nosioce u QW i jednačinu prelaza za fotone, dok tronivovske jednačine sadrže tri jednačine prelaza za *bulk* nosioce u SCH oblasti, kvazi-konfinirane nosioce (nosioce u pristupnim stanjima) u QW i konfinirane nosioce u QW. Videti sliku 2.4. Ovako definisani modeli sadrže jednačine prelaza samo za jednu vrstu nosilaca, odnosno koriste u prethodnom odeljku 2.2. obrazloženu pretpostavku po kojoj se transport injektovanih nosilaca aproksimira ambipolarnim transportom. Sa slike 2.4. se uočava da se model zasnovan na jednonivovskim jednačinama prelaza može koristiti samo za analizu QWL kod koga je MFP veće od širina SCH oblasti (analizira se samo energetski transport nosilaca), što je od malog praktičnog značaja jer je tad faktor optičkog konfiniranja vrlo mali. Za analizu QWL se stoga koriste modeli zasnovani na dvonivovskim i tronivovskim jednačinama prelaza. Na slici 2.4. je radi poređenja šematski prikazana i raspodela nosilaca koja se analizira distribuiranim modelom.

2.3.1. Jednonivovske

Jednonivovske jednačine prelaza su sastavljene od dve diferencijalne jednačine za injektovane nosioce i emitovane fotone [3, 56]

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{eV_A} - R(N) - g(N, S)S \quad (2.4)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(N, S)S - \frac{S}{\tau_P} + \Gamma \beta R_r(N) \quad (2.5)$$



Slika 2.4. Šematski prikaz odgovarajuće vrste nosilaca i pripadajućeg sistema jednačina prelaza za QWL.

pri čemu je N koncentracija nosilaca u aktivnoj oblasti, I polarizaciona struja lasera, V_A zapremina aktivne oblasti laserske diode, $R(N)$ totalna brzina spontane rekombinacije data sa (1.1), S gustina fotona u laserskom rezonatoru, $g(N, S) = \nu_G G(N, S)$,

$G(N, S)$ optičko pojačanje lasera dato sa (1.2) i (1.3) ($\nu_G = \frac{c}{n_G}$ - grupna brzina emitovanog zračenja), Γ faktor optičkog konfiniranja, τ_P vreme života fotona ($\tau_P^{-1} = \nu_G(\alpha_m + \alpha_{int})$), β deo spontane emisije koji ulazi u sastav ukupne stimulisane emisije, $R_r(N) = BN^2$ brzina radijativne spontane rekombinacije tj. brzina spontane emisije. Treba istaći da je β jako malo tj. da veoma mali deo spontane emisije ulazi u ukupnu stimulisanu emisiju jer samo mali njen deo propagira duž ose rezonatora lasera i emitovan je na frekvenciji stimulanog zračenja. Heuristički gledano, može se reći da se nosioci u aktivnoj oblasti lasera injektuju (stvaraju), usled postojanja strujne polarizacije lasera, preko OCL (*Optical Confinement Layer* - oblast optičkog konfiniranja zračenja) oblasti dok nestaju ili spontanom ili stimulisanom rekombinacijom koje su reprezentovane drugim i trećim članom, respektivno, u jednčini (2.4). Fotoni, pak, nastaju stimulisanom emisijom i vrlo malo spontanom emisijom dok nestaju apsorpcijom zbog postojanja gubitaka u rezonatoru lasera.

Ukoliko se ovaj sistem jednačina primeni na QWL onda će N biti koncentracija nosilaca u QW a $V_A = V_{QW}$. U literaturi se mogu naći različiti oblici jednačina prelaza u zavisnosti kom rekombinacionom procesu se daje prioritet u razmatranoj laserskoj strukturi, koji oblik optičkog pojačanja je izabran i da li se zanemaruje vrlo mali uticaj spontane emisije koja ulazi u ukupnu stimulisanu emisiju.

2.3.2. Dvonivovske

Dvonivovske jednačine prelaza su najčešće korišćene jednačine prelaza za analizu dinamičkih procesa u QWL. Njihova glavna razlika u odnosu na jednonivovske jednačine prelaza jeste što obuhvataju procese razmene nosilaca iz njihovih *bulk* stanja u SCH oblasti u vezana stanja unutar QW i obratno. One prostorni i energetski transport razmatraju kao jedinstven transportni proces (SCC model). Sastoje se od dve jednačine prelaza za nosioce u SCH oblasti i QW i jednačine prelaza za emitovane

fotone [75, 105]

$$\frac{dN_S}{dt} = \frac{I}{eV_{SCH}} - \frac{N_S}{\tau_S} + \frac{N_{QW}}{\tau_E} \frac{V_{QW}}{V_{SCH}} - R_S(N_S) \quad (2.6)$$

$$\frac{dN_{QW}}{dt} = \frac{N_S}{\tau_S} \frac{V_{SCH}}{V_{QW}} - \frac{N_{QW}}{\tau_E} - R_{QW}(N_{QW}) - g(N_{QW}, S)S \quad (2.7)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(N_{QW}, S)S - \frac{S}{\tau_P} + \Gamma \beta R_{r,QW}(N_{QW}) \quad (2.8)$$

u kojima je N_S koncentracija nosilaca u SCH oblasti, a N_{QW} koncentracija nosilaca u QW. Koncentracije nosilaca u procesu razmene između SCH oblasti i QW su normalizovane s obzirom na različitu zapreminu ovih oblasti, a sam proces razmene je definisan sa vremenom transporta kroz SCH oblast i zahvata u QW τ_S (*transport/dwell time* [74]) i vremenom emisije iz QW τ_E (*escape time*). Funkcije brzine rekombinacije se primenjuju na nosioce u razmatranoj oblasti a funkcija optičkog pojačanja isključivo na nosioce stimulisano rekombinovane u QW. Heuristički razmatrano imamo da se nosioci u SCH oblast injektuju nakon polarizacije lasera i eventualno dolaze u SCH oblast nakon emisije iz QW, dok se zahvatom iz SCH oblasti prebacuju u QW i nestaju procesom spontane rekombinacije. Nosioci u QW dolaze isključivo procesom zahvata a odlaze procesom emisije iz QW i nestaju spontanom i stimulisanom rekombinacijom. Vremenska promena gustine fotonskog zračenja je ista kao kod jednonivovskih jednačina prelaza samo što je reč o stimulisanom rekombinaciji vezanih nosilaca tj. nosilaca iz QW.

2.3.3. Tronivovske

Tronivovske jednačine prelaza su još složenije i one dodatno raščlanjuju analizu transportnih procesa injektovanih nosilaca dok se dinamika fotona razmatra istovetno kao u prethodno definisanim jednačinama prelaza. One razmatraju razmenu nosilaca između tri njihova različita stanja: *bulk* stanja, pristupnog stanja i konfiniranog stanja. Tako je pomoću njih moguća analiza i prostornog i energetskog transporta ponaosob kao i njihovih različitih uticaja na karakteristike QWL. Tronivovske jednačine prelaza se sastoje od tri jednačine prelaza za injektovane nosioce u tri ra-

zličita stanja i jednačine prelaza za fotone [66]

$$\frac{dN_S}{dt} = \frac{I}{eV_{SCH}} - \frac{N_S}{\tau_D} + \frac{N_G}{\tau_G} \frac{V_{QW}}{V_{SCH}} - R_S(N_S) \quad (2.9)$$

$$\frac{dN_G}{dt} = \frac{N_S}{\tau_D} \frac{V_{SCH}}{V_{QW}} - \frac{N_G}{\tau_C} + \frac{N_{QW}}{\tau_E} - R_{QW}(N_G) - \frac{N_G}{\tau_G} \quad (2.10)$$

$$\frac{dN_{QW}}{dt} = \frac{N_G}{\tau_C} - \frac{N_{QW}}{\tau_E} - R_{QW}(N_{QW}) - g(N_{QW}, S)S \quad (2.11)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(N_{QW}, S)S - \frac{S}{\tau_P} + \Gamma \beta R_{r,QW}(N_{QW}) \quad (2.12)$$

u kojima su usvojene istovetne oznake kao u jednačinama prelaza (2.6)-(2.8) dok je N_G koncentracija nosilaca u pristupnim stanjima, τ_D vreme difuzije nosilaca kroz SCH oblast (vreme prostornog transporta nosilaca), τ_G vreme života nosilaca u pristupnim stanjima, a τ_C i τ_E kvanto-mehanički izračunata lokalna vremena zahvata u i emisije iz QW. Prva jednačina definiše procese transporta i rekombinacije *bulk* nosilaca a druge dve razmenu nosilaca između kvazi-konfiniranih i konfiniranih stanja unutar QW. Zadnja jednačina opisuje fotonsku dinamiku. Heuristički posmatrano polarizacija lasera uzrokuje injekciju nosilaca u SCH oblast u koju se rasejavaju i nosioci iz pristupnih stanja, a napuštaju je nosioci koji difunduju u prostor QW tj. pristupna stanja i spontano rekombinovani nosioci. Pristupna stanja popunjavaju nosioci koji difuzijom napuštaju SCH oblast i odbegli nosioci iz QW, a napuštaju nosioci zahvaćeni QW, rasejani iz pristupnih stanja u SCH oblast i spontano rekombinovani. QW se puni nosiocima zahvaćenim iz pristupnih stanja a prazni nosiocima odbeglim procesom emisije iz QW i stimulisano i spontano rekombinovanim. Fotonska jednačina definiše uvek istu dinamiku bez obzira o kolikoj složenosti posmatranih jednačina prelaza se radi. Korisno fotonsko zračenje u laseru nastaje uvek stimulisanom rekombinacijom nosilaca (i vrlo malo spontanom rekombinacijom) a gubi se usled apsorpcije u rezonatoru lasera.

Treba naglasiti da je korišćenje tronivovskih jednačina prelaza od posebnog značaja za analizu vrlo brzih odziva QWL, kad je neophodno uočiti doprinose svih pojedinih transportnih procesa i u postupku dizajniranja QWL otkloniti one negativne uticaje na odgovarajući transportni proces koji najviše usporava rad lasera.

2.4. Ekvivalentno električno kolo SQWL

Poluprovodnički laseri su postali nezamenljiv element svih optoelektronskih kola. U takvoj integraciji neminovna je zajednička analiza svih komponenti i konvencijalnih elektronskih i modernih optoelektronskih. S obzirom da se takve analize vrše pomoću razvijenih programskih paketa za analizu elektronskih kola to je od presudnog značaja formiranje ekvivalentnog električnog kola poluprovodničkog lasera. Ekvivalentno električno modelovanje poluprovodničkih lasera je započeto početkom 80-tih godina XX veka i do danas se zadržalo kao vrlo značajan segment njihove analize. Prvo je formirano ekvivalentno električno kolo DHL [52], da bi se kasnije nastajanjem QWL prešlo i na njihovo ekvivalentno električno modelovanje [49, 60]. Pojava QWL je, zbog njihove velike granične učestanosti, bila posebno značajna za optičke komunikacije. Pri tom pravilna, vrlo brza modulacija laserske diode i njeno adekvatno sprezanje sa gigabitnom elektronikom je od presudne važnosti. Interfejs za ovo sprezanje je obezbeđen preko laserskog driverskog kola, ključnog dela svih transmitera. U takvoj konfiguraciji je ekvivalentno električno kolo laserske diode (DHL ili QWL) nužno da bi se analizom svih spregnutih elektronskih elemenata, npr. pomoću SPICE programskog paketa [40, 46], obezbedio adekvatan dizajn optičkog transmitera i eventualno dalja analiza cele optičke komunikacione veze sprezanjem transmitera u odgovarajući optički lanac.

Pri pronalaženju ekvivalentnog modela lasera uvek se polazi od jednačina prelaza, koje opisuju vremensku promenu koncentracije nosilaca i gustine fotona. Potom se koncentracija nosilaca i gustina fotona, posle odgovarajućih algebarskih transformacija interpretiraju redom kao napon, odnosno struja. Tako se dobija ekvivalentno električno kolo sa strujnim ulazom (koncentracija nosilaca) i naponskim izlazom (gustina fotona). Ulaz ovakvog kola se može povezati na odgovarajuće pobudno kolo (drajversko kolo), a izlaz se može dovesti na model (ekvivalentno kolo) sistema za prenos optičkog signala, ukoliko želimo da analiziramo složenije optoelektronske sisteme. Ovako formirano električno kolo se može efikasno analizirati metodama teorije električnih kola (najčešće se to radi već postojećim softverskim paketima) čime se na elegantan način vrši analiza i dizajn razmatrane laserske diode.

S obzirom da je fokus celog ovog rada poluprovodnički laser sa kvantnom jamom

u ovom odeljku će se prikazati samo ekvivalentno električno kolo SQWL. Polazeći od dvonivovskih jednačina prelaza (2.6)-(2.8) u kojima se zanemaruje efekat emisije nosilaca iz QW ($\tau_E \rightarrow \infty$) dobija se sistem jednačina⁹ po I_N -struja monomolekularne rekombinacije u QW, I_S -struja kroz SCH oblast i S_N -normalizovana fotonska gustina na osnovu koga se konstruiše ekvivalentno električno kolo SQWL

$$I = kI_S + ka_S I_S + kb_S I_S^2 + kc_S I_S^3 + k\tau_S \frac{dI_S}{dt} \quad (2.13)$$

$$kI_S = C_D \frac{dV_j}{dt} + I_N + b_N I_N^2 + c_N I_N^3 + \frac{1}{A_{QW}} \frac{dI_N}{dt} + G_N(I_N)(1 - \varepsilon_N S_N) S_N \quad (2.14)$$

$$G_N(I_N)(1 - \varepsilon_N S_N) S_N + \beta b_N I_N^2 = C_P \frac{dS_N}{dt} + \frac{S_N}{R_P} \quad (2.15)$$

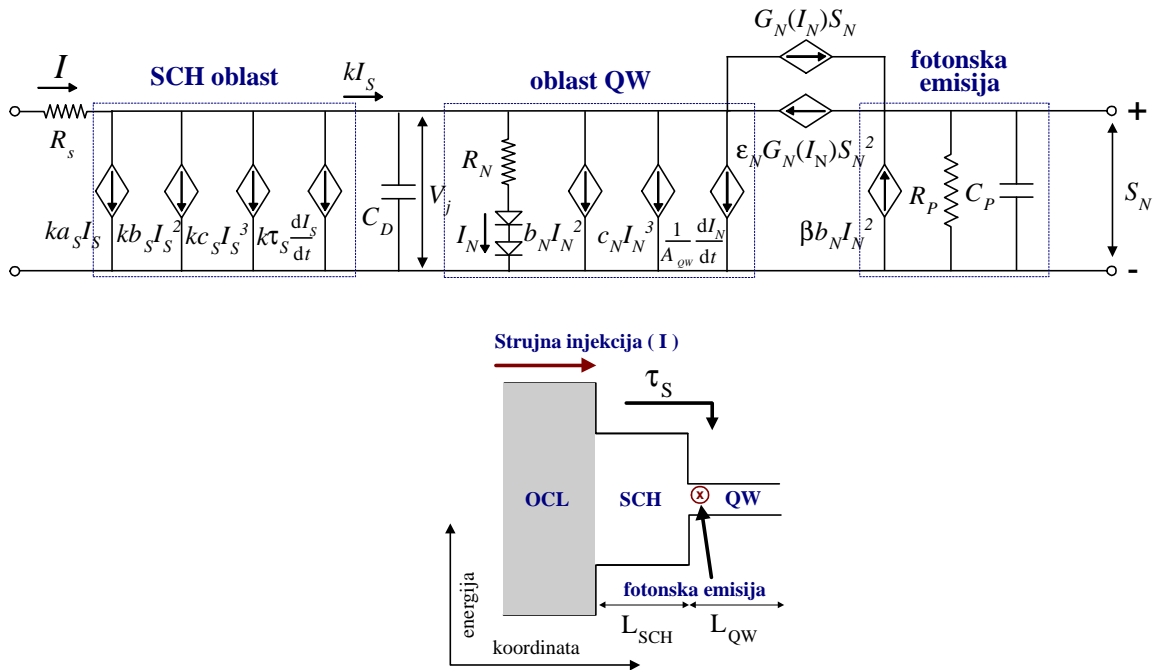
$$V_j = R_N I_N + V_T \ln \left(\frac{I_N}{I_{01}^N} + 1 \right) + V_T \ln \left(\frac{I_N}{I_{02}^N} + 1 \right) \quad (2.16)$$

pri čemu je $I_N = eV_{QW} A_{QW} N_{QW}$, $I_S = \frac{eV_{QW} N_S}{\tau_S}$, $S_N = \frac{S}{S_C}$, $k = \frac{V_{SCH}}{V_{QW}}$, $a_S = A_S \tau_S$, $b_S = \frac{\tau_S^2}{eV_{QW}} B_S$, $c_S = \frac{\tau_S^3}{e^2 V_{QW}^2} C_S$, $b_N = \frac{B_{QW}}{eV_{QW} A_{QW}^2}$, $c_N = \frac{C_{QW}}{e^2 V_{QW}^2 A_{QW}^3}$, $G_N(I_N) = eV_{QW} S_C g(N_{QW}(I_N))$, $\varepsilon_N = \varepsilon S_C$, $C_P = \frac{eV_{QW} S_C}{\Gamma}$, $R_P = \frac{\tau_P}{C_P}$, S_C -konstanta koja se koristi za normalizaciju fotonske gustine. Pri izvođenju je u obzir uzeta i kapacitivnost oblasti prostornog tovara P-i-N strukture laserske diode $C_D = \frac{C_0}{\sqrt{1 - \frac{V_j}{V_D}}}$, V_j -napon

na heterospoju razmatrane strukture (*heterojunction voltage*). Omske oblasti laserske diode modelovane su otpornošću R_S . Otpornik R_N i diode (I_{01}^N i I_{02}^N struje zasićenja dioda) u osnovnoj grani bloka kvantne jame, u razmatranom električnom kolu, su dobijeni izvođenjem jednačine za V_j , s obzirom da koncentracije nosilaca zavise od *Fermi*-jevih nivoa a pri izvođenju se koristi aproksimacija *Fermi-Dirac*-ovih integrala pogodnim analitičkim izrazima [68].

Na slici 2.5. je prikazano izvedeno ekvivalentno električno kolo SQWL zajedno sa poprečnim presekom dela laserske diode kako bi se uočila veza između blokova kola i odgovarajućih oblasti laserske diode. Jasno se uočavaju blokovi koji predstavljaju SCH oblast, QW i fotonsku emisiju kao i pojačavačku spregu preko koje se ostvaruje

⁹Izvođenje ovog sistema jednačina pokazano je za kompletno ekvivalentno električno kolo lasera sa kvantnom jamom u dodatku Prilog B.



Slika 2.5. Ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom i odgovarajući poprečni presek jednog dela strukture SQWL.

laserski prag i početak emisije laserskog zračenja. Uočava se da je glavni gradivni električni element ekvivalentnog kola strujno kontrolisani strujni izvor. To samo po sebi govori o složenosti ekvivalentnog električnog kola (kad se ono posmatra u odnosu na npr. ekvivalentno električno kolo P-i-N fotodiode (takođe optoelektronska naprava) [63]), tj. o složenosti procesa koji se odvijaju unutar kvantne laserske diode, kao i o složenosti numeričkih tehnika koji treba da obezbede konvergentnost simulacionog postupka koji se koristi za analizu ovakvog električnog kola.

Deo III

Pregled rezultata analize odziva poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama

Ovaj deo predstavlja pregled najznačajnijih rezultata, dobijenih u dosad sprovedenim analizama odziva poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama. U ovom pregledu su predstavljene rezultati samo analize odziva QWL pomoću jednačina prelaza. Rezultati su grupisani u dve grupe. Prvu grupu predstavljaju rezultati analize u vremenskom i frekventnom domenu koji su dobijeni direktnim rešavanjem odgovarajućeg skupa jednačina prelaza. Drugu grupu predstavljaju rezultati dobijeni simulacijom ekvivalentnog električnog kola lasera u različitim režimima rada koje je izvedeno iz definisanog sistema jednačina prelaza. Ti rezultati su najčešće dobijeni SPICE simulacijom izvedenog ekvivalentnog električnog kola. Ovakva podela prikazanih rezultata je usvojena kako bi se što jednostavnije mogle uočiti prednosti modela koji se koristi u ovom radu i superiornost dobijenih rezultata prikazanih u delu V.

Laseri su od svog otkrića do danas privlačili širok krug naučnika koji se posvetio njihovoj analizi i modelovanju. Kao rezultat tog trenda do danas je objavljen jako veliki broj radova koji se bavi laserima od čega veliki broj čine poluprovodnički laseri. Analiza poluprovodničkog lasera kao optoelektronske komponente nastavila je put koji su trasirale analize mikroelektronskih komponenti, a koje su iznjedrile CAD (*Computer Aided Design*) tehniku razvojem moćnijih računarskih resursa. CAD tehnika se definiše kao tehnika za dizajn naprava koja rigorozno rešava skup osnovnih fizičkih jednačina u cilju tačne analize naprave pod različitim uslovima rada [80]. Razvoj CAD tehnike je direktno bio povezan sa značajnim tehničkim napredcima podržanim ogromnim progresom računarskih performansi. Svestrana analiza i pravilan dizajn naprave je naročito značajan kako bi se smanjili troškovi njene izrade. Na današnjem stepenu tehnološkog razvitka, kada su mikroelektronske a naročito optoelektronske komponente postale nezamenjive u širokoj potrošačkoj elektronici, CAD dizajn bilo koje optoelektronske komponente a posebno lasera je postao imperativ. Iz tog razloga se i autor ovog rada odlučio za korišćenje CAD tehnike u analizi jedne vrste QWL i tako nastavio onaj deo svetskog istraživanja koji je bio usmeren u ovom pravcu.

U odeljku 2.1. su obrazložena dva načina modelovanja QWL pri čemu su istaknute prednosti modelovanja pomoću jednačina prelaza kad se analizira odziv lasera. Zato će se u ovom delu dati pregled samo onih rezultata analize QWL koji su dobijeni pomoću jednačina prelaza. Laserske jednačine prelaza se mogu rešavati analitički ili numerički. Svako sveobuhvatnije rešavanje (analiza lasera u različitim režimima rada) jednačina prelaza zahteva numerički pristup, što naravno zavisi od njihove složenosti tj. svih obuhvaćenih fizičkih procesa čiji se uticaj želi uzeti u obzir. Ovo nas dovodi do CAD tehnike za analizu lasera, te će se naglasak dati na prikaz takvih rezultata u ovom pregledu. To je naročito bitno kako bi se direktno uočila razlika između postojećih modela prezentovanih u literaturi i modela kojeg je predložio autor u ovom radu.

Prikaz rezultata je podeljen u dve grupe. Prvu grupu (deo 3.) čine rezultati dobijeni direktnim rešavanjem usvojenog sistema jednačina prelaza, što u stvari predstavlja bazičnu CAD tehniku. Prikazani su rezultati analize u vremenskom a naročito frekventnom domenu, s obzirom da najveći broj analiza teži ka optimizaciji brzine rada lasera (maksimizaciji granične učestanosti). Drugu grupu (deo 4.) čine rezultati dobijeni analizom ekvivalentnog električnog kola lasera koje je izvedeno iz razmatranih jednačina prelaza QWL, što predstavlja noviju CAD tehniku koja je u ekspanziji poslednje decenije. Ovakav pristup modelovanju je posledica naglog razvoja softverskog inženjerstva, koje je na tržište izbacilo nekoliko jako dobrih simulatora električnih kola formiranih tako da podržavaju sopstveno proširenje dodavanjem modela novih naprava. To je posebno značajno za analizu modernih integrisanih kola u kojima su spregnute klasične elektronske i nove optoelektronske komponente. Najpoznatiji softverski paket, široko rasprostranjen među dizajnerima električnih kola, jeste SPICE simulator. Stoga je i najveći broj objavljenih radova čiji će prikaz biti dat u delu 4. upravo rezultat SPICE analize QWL.

3. Analiza odziva

Svi radovi koji analiziraju rad QWL direktnim rešavanjem jednačina prelaza mogu se podeliti u dve grupe. Prvu čine oni u kojima je numerički rešen postavljeni sistem jednačina prelaza u vremenskom domenu [79], što omogućava obuhvatniju analizu rada lasera ali i složeniji postupak rešavanja, dok u drugu grupu spadaju svi oni radovi koji analitički ili numerički rešavaju usvojeni sistem jednačina prelaza kada je pobuda lasera mala tj. odziv lasera na mali pobudni signal (*small signal response*) [35, 66, 73, 74, 75, 91, 111]. Skoro svi pomenuti radovi porede dobijene rezultate sa merenjima na razmatranoj strukturi tako da predstavljaju kombinovana teorijsko eksperimentalna istraživanja. Sva merenja modulisanog odziva QWL u pomenutim radovima su obavljena korišćenjem HP 8510 vektorskog analizatora koji je u sprezi sa analiziranom laserskom diodom i odgovarajućim fotodetektorom. Ta merna metoda je

prvo korišćena za karakterizaciju *bulk* poluprovodničkih lasera [90]. To je metoda za merenje bezparazitnog frekventnog odziva poluprovodničkog lasera koja omogućava izuzetno tačno merenje vrlo važnih dinamičkih parametara poluprovodničkih lasera kao što su granična učestanost, nelinearno pojačanje, faktor spontane emisije i diferencijalno vreme života nosilaca na pragu lasera. U daljnjem tekstu će se opisati dobijeni rezultati prezentovani u pomenutim radovima pri čemu će se pratiti hronološki i tematski sled pokazanih rezultata.

Od svih pomenutih autora analizom modulisanog odziva QWL najviše se bavila grupa autora (*Nagarajan et. al.*) sa Kalifornijskog univerziteta u Santa Barbari - UCSB [73, 74, 75]. Oni su napravili RW QWL [70, 72], eksperimentalnim putem merili njegov frekventni odziv a takođe odredili analitičku zavisnost njegovog frekventnog odziva (frekventnog odziva SCH QWL) korišćenjem dvonivovskih jednačina prelaza. Ti rezultati su nastavak istraživanja sa QWL s obzirom da su nekoliko godina ranije dobijeni slični rezultati za frekventni odziv DHL [16]. Polazeći od dvonivovskih jednačina prelaza (2.6)-(2.8) u kojima se zanemaruje rekombinacija nosilaca u SCH oblasti i spontana emisija u ukupnom emitovanom zračenju i usvajajući da je totalna brzina spontane rekombinacije nosilaca unutar QW $R_{QW}(N_{QW}) = \frac{N_{QW}}{\tau_{nQW}}$, a optičko pojačanje lasera $g(N_{QW}, S) = \frac{g(N_{QW})}{1 + \varepsilon S}$ u [75] je izveden modulisani odziv QWL $|M(\omega)|$. Za izvođenje odziva na mali pobudni signal korišćeni su izrazi $I = I_0 + ie^{j\omega t}$, $N_S = N_{S0} + n_S e^{j\omega t}$, $N_{QW} = N_{QW0} + n_{QW} e^{j\omega t}$, $S = S_0 + s e^{j\omega t}$ i $G = G_0 + g' n_{QW} e^{j\omega t}$ koji smenom u usvojeni sistem prelaznih jednačina omogućavaju izvođenje prenosne funkcije

$$M(\omega) = \frac{s(\omega)}{i(\omega)} = \left(\frac{1}{1 + j\omega\tau_S} \right) \times \frac{\Gamma\nu_G g' S_0}{eV_{QW}} \times \frac{1}{\left(j\omega \left(1 + \left[\frac{\tau_S}{1 + j\omega\tau_S} \right] \frac{1}{\tau_E} \right) + \frac{\nu_G g' S_0}{1 + \varepsilon S_0} + \frac{1}{\tau_{nQW}} \right) \left(j\omega(1 + \varepsilon S_0) + \frac{\varepsilon S_0}{\tau_P} \right) + \frac{\nu_G g' S_0}{\tau_P(1 + \varepsilon S_0)}} \quad (3.1)$$

Ova prenosna funkcija se može napisati u obliku

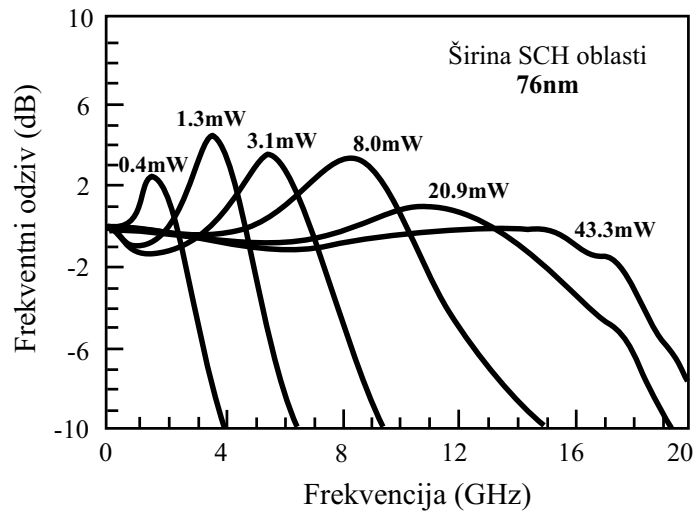
$$M(\omega) = \left(\frac{1}{1 + j\omega\tau_S} \right) \frac{A}{\omega_r^2 - \omega^2 + j\omega\gamma} \quad (3.2)$$

ako se zanemari frekventna uslovljenost $\tau_S \left[\frac{\tau_S}{1 + j\omega\tau_S} \approx \tau_S \right]$. U izrazu (3.2) su $A =$

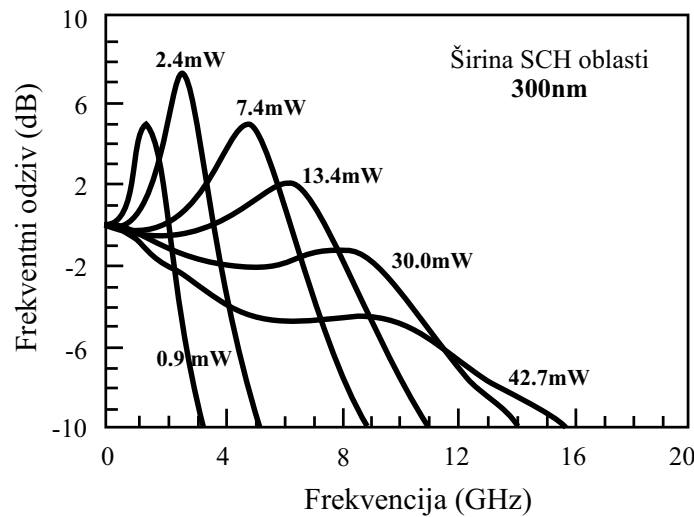
$\frac{\Gamma(\nu_G g' / \chi) S_0}{e V_{QW} (1 + \varepsilon S_0)}$, $\omega_r^2 = \frac{(\nu_G g' / \chi) S_0}{\tau_P (1 + \varepsilon S_0)} \left(1 + \frac{\varepsilon}{\nu_G g' \tau_{nQW}} \right)$, $\gamma = \frac{(\nu_G g' / \chi) S_0}{1 + \varepsilon S_0} + \frac{\varepsilon S_0 / \tau_P}{1 + \varepsilon S_0} + \frac{1}{\chi \tau_{nQW}}$, a $\chi = 1 + \tau_S / \tau_E$ transportni faktor. U modulisanom odzivu $M(\omega)$ ω_r je rezonantna kružna učestanost, a γ faktor prigušenja. Za $\chi = 1$ kad se zanemaruje efekat transporta nosilaca kroz SCH oblast oni dobijaju svoje orginalne vrednosti. Na osnovu dobijenog izraza (3.2) autori su izveli sledeće zaključke:

- Niskofrekventni *rolloff* (nagli pad frekventnog odziva pri niskim učestanostima) u modulisanom odzivu je posledica vremena transporta nosilaca kroz SCH oblast. On je sličan parazitnom *rolloff*-u (uticaju RC konstante) i značajno će smanjiti graničnu učestanost za velike τ_S ;
- Efektivna vrednost diferencijalnog pojačanja g' / χ je smanjena. Ona ne utiče na niskofrekventni *rolloff*, ali smanjuje graničnu učestanost (rezonantnu učestanost) QWL;
- Efektivno vreme života nosilaca do spontane rekombinacije unutar QW $\chi \tau_{nQW}$ je povećano;
- Nelinearno pojačanje QWL ostaje nepromenjeno.

Ovakav analitički oblik frekventnog odziva QWL autori potvrđuju eksperimentalnim merenjem frekventnog odziva za dva SCH QWL sa različitom širinom SCH oblasti. Na slici 3.1. je prikazan frekventni odziv SQWL u dva različita slučaja: a) $L_{SCH} = 76\text{nm}$ i b) $L_{SCH} = 300\text{nm}$. Sa slika 3.1.a) i 3.1.b) su očigledni različiti frekventni odzivi identičnih SQWL koji imaju samo različite širine SCH oblasti. Modulisani odziv SQWL sa širim SCH oblastima je u potpunosti prigušen na oko polovine izlazne snage SQWL sa užim SCH oblastima. Njegova granična učestanost ($f_{-3dB} \approx 3\text{GHz}$) je oko šest puta manja od granične učestanosti SQWL sa $L_{SCH} = 76\text{nm}$ ($f_{-3dB} \approx 18\text{GHz}$) na visokim nivoima izlazne snage ($P_{OUT} \approx 40\text{mW}$). Prigušeni odziv je sličan istom koji je ograničen sa niskofrekventnim RC parazitnim *rolloff*-om. To ovde nije slučaj jer je izmerena vrednost RC konstante 6.4ps (parazitna granična učestanost oko 25GHz). U ovom slučaju je reč o transportu nosilaca kroz široku SCH oblast



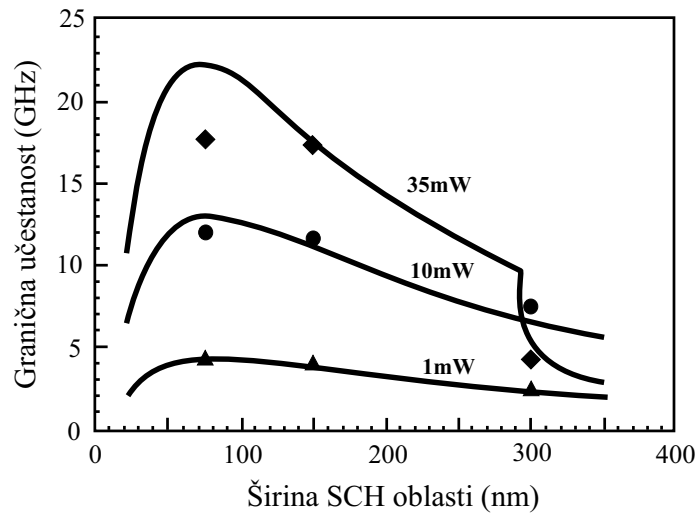
a)



b)

Slika 3.1. Mereni frekventni odziv za SQWL sa a) uskim i b) širokim SCH oblastima [74, 75]. Frekventni odziv za SQWL sa širokim SCH oblastima pokazuje, na uporedivim nivoima snage, štetan efekat niskofrekventnog rolloff-a usled transporta nosilaca.

koji ograničava brzinu rada SQWL. Fitovanjem izmerenih vrednosti sa slike 3.1. izrazom (3.2) dobija se $\tau_S = 54\text{s}$ što se dobro slaže sa izračunatom vrednošću $\tau_S = 46\text{s}$. Ovo potvrđuje dobru tačnost izvedenog izraza (3.2). Fitovanjem je moguće odrediti i graničnu učestanost, nelinearno pojačanje, efektivno vreme života nosilaca i efektivno diferencijalno pojačanje i potvrditi zaključke iznete u gornjem izvođenju analitičke prenosne funkcije SQWL. To se vidi i sa slike 3.2. Uočava se da postoji optimalna



Slika 3.2. Poređenje izračunatih i izmerenih vrednosti granične učestanosti u funkciji od širine SCH oblasti SQWL [74, 75]. Tačke predstavljaju izmerene vrednosti a pune linije izračunate. Efekat transporta nosilaca dominira na dovoljno visokim izlaznim snagama.

širina SCH oblasti pri kojoj SQWL ima maksimalnu graničnu učestanost. Ta optimalna širina približno odgovara širini za koju je faktor optičkog konfiniranja maksimalan. Za užu SCH oblasti opadanje granične učestanosti je posledica smanjenja faktora optičkog konfiniranja a time i smanjenja diferencijalnog pojačanja. Za šire SCH oblasti kombinacija smanjenja faktora optičkog konfiniranja i povećanja vremena transporta kroz SCH oblast ograničava graničnu učestanost SQWL. Pri dovoljno visokim izlaznim optičkim snagama za lasere sa širim SCH oblastima javlja se karakterističan pad granične učestanosti usled efekata transporta nosilaca tj. niskofrekventnog *rolloff*-a. Ovo se jasno vidi na slici 3.2. Diskontinuitet na 35mW krivoj za SQWL sa širokim SCH oblastima je posledica niskofrekventnog *rolloff*-a koji uzrokuje da deo krive frekventnog odziva padne ispod nivoa -3dB na niskim učestanostima i tako naglo obori graničnu učestanost posmatranog lasera.

Vrlo je značajno istaći da QW, SCH oblasti i *cladding* slojevi kao i barijerne oblasti u QWL moraju biti pažljivo dizajnirani ne samo da maksimiziraju optičko konfiniranje izlaznog zračenja i konfiniranje nosioca pre rekombinacije već i da optimiziraju različite transportne parametre. Da bi se dobio brz SQWL vreme transporta nosioca kroz SCH oblast τ_S treba minimizirati kako bi se izbegao uticaj niskofrekventnog

rolloff-a. Stoga su poželjni laseri sa uskim SCH oblastima. Međutim takvi laseri imaju veće unutrašnje gubitke, jer su gubici u omotaču dominantni, a i smanjenu optičku konfiniranost što uzrokuje veću gustinu nosilaca na pragu a samim tim i niže diferencijalno pojačanje, kao rezultat naglog zasićenja pojačanja u QWL. To znači da je neophodan kompromis pri izboru optimalne širine SCH oblasti. Takođe je neophodno minimizirati transportni faktor $\chi = 1 + \tau_S/\tau_E$, tj. za optimalno odabranu (minimiziranu) širinu SCH oblasti (odabrano τ_S) imati što veće τ_E . To se postiže dubljom i širom QW. Kod SQWL to nije problem, ali kod MQWL opet je neophodan kompromis između širine i dubine jame i širine i visine barijere kako mu se ne bi smanjila granična učestnost.

Potvrda gore iznetih zaključaka se nalazi i u radovima [35, 111]. U njima je eksperimentalno potvrđen uticaj transporta nosilaca na frekventni odziv QWL.

U radu [35] je bezparazitnom optičkom modulacionom metodom u vremenskom domenu meren unutrašnji modulisani odziv razmatranog QWL. Izmereni odziv je opisan kao superpozicija dobro poznatog rezonantnog ponašanja i transportom indukovano *rolloff*-a. S obzirom da vreme transporta nosilaca zavisi od strukture QWL, autori ističu značaj strukturno zavisne maksimalne granične učestanosti QWL.

U radu [111] su sličnom metodom mereni impedansa, modulisani frekventni odziv i RIN (*Relative Intensity Noise*) spektar snage InGaAs/GaAs MQWL. Smatrajući da je vreme emisije nosilaca iz QW mnogo veće od vremena njihovog zahvata (*transport/capture time*) τ_{cap} u QW, autori definišu vremensku konstantu $\tau_0 = \tau_{cap} + R_D(I)C_{SC} \left[1 - \frac{V_j(I)}{V_D} \right]^{-1/2}$ koja je odgovorna za obaranje granične učestanosti MQWL. Ustvari oni postojanje niskofrekventnog *rolloff*-a povezuju ne samo sa transportom nosilaca već i sa kapacitivnošću oblasti prostornog tovara koji je funkcija polarizacije struje lasera. Time se ističe neophodnost analize dinamičkih karakteristika QWL koja pored jednačina prelaza u obzir uzima i kapacitivnost oblasti osiromašenja, što se najelegantnije ostvaruje konstrukcijom ekvivalentnog električnog kola lasera.

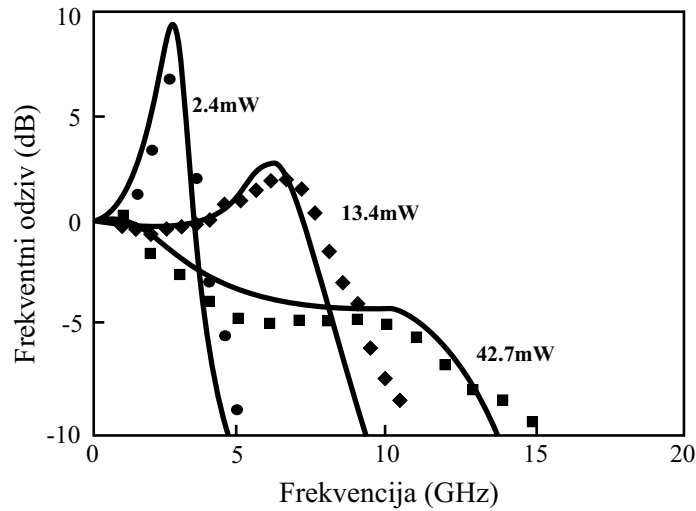
Model za analizu visokofrekventnog odziva MQW lasera je predložen u [91]. Pri visokim radnim frekvencijama lasera ambipolarna aproksimacija nije u potpunosti održiva pošto sporo emisiono vreme nosilaca iz jame ograničava brzu dielektričnu re-

laksaciju, tako da se ne održava električna neutralnost za visokofrekventne promene gustine nosilaca. Iz tog razloga se elektroni i šupljine tretiraju nezavisno. Polazeći od dvonivovskih jednačina prelaza u kojima su prve dve jednačine (jednačine prelaza za nosioce) pisane posebno za elektrone i za šupljine izvodi se modifikovan izraz za funkciju prenosa koja poseduje oblik (3.2), samo što se dobija složenija funkcija $F(\omega)$ umesto $\frac{A}{1 + j\omega\tau_S}$ koja je okarakterisana sa transportnim vremenskim konstantama elektrona i šupljina (vremena transporta/zahvata u i emisije iz QW). Ovakav frekventni odziv ima kvalitetno isti oblik kao i ambipolarni frekventni odziv s tim što mu je *rolloff* na nižim frekvencijama blaži čime se postižu mnogo veće granične učestanosti za iste polarizacione struje lasera. Funkcija $|F(\omega)|^2$ ima zasićenje na višim frekvencijama (*step-like* profil) što se jako razlikuje u odnosu na niskofrekventni *rolloff* predstavljen opadajućom funkcijom $\frac{1}{1 + (\omega\tau_S)^2}$ (*RC-like* profil). Stoga autori smatraju da opisani model daje mnogo bolji prikaz visokofrekventnog rada MQW lasera.

Konzistentna sveobuhvatna analiza QWL u vremenskom domenu je prikazana u [79]. Korišćen je *transmission-line laser model* (TLLM). TLLM je dizajniran tako da omogući analizu poluprovodničkog lasera u vremenskom domenu na veliki pobudni signal u širokom spektralnom opsegu na efikasan način. Struktura lasera je podeljena na s delova dužine ΔL koji su modelovani matricama rasejanja reprezentovanim optičkim pojačanjem dok je gustina nosilaca određivana pomoću jednačina prelaza. Korišćene su dvonivovske jednačine prelaza napisane za obe SCH oblasti, tj. kompletan sistem dvonivovskih jednačina prelaza ali je rad lasera simuliran samo za slučaj $\xi = 0$ (kad se u obzir ne uzima struja curenja)¹⁰. Takođe je korišćena logaritamska zavisnost optičkog pojačanja od gustine nosilaca u QW (izraz (1.2)) kako bi se mogao modelovati dinamički odziv lasera na veliki pobudni signal. Simuliran je odziv lasera na mali (*small-signal*) i na veliki (*large-signal*) pobudni signal. Dobijeni rezultati za frekventni odziv SQWL (*small-signal response*) su poređeni sa istim, eksperimentalno dobijenim, iz [74, 75]. Uočava se odlično slaganje dobijenih rezultata. Videti sliku 3.3. na kojoj se porede frekventni odzivi SQWL sa širokim SCH oblastima. Slično se

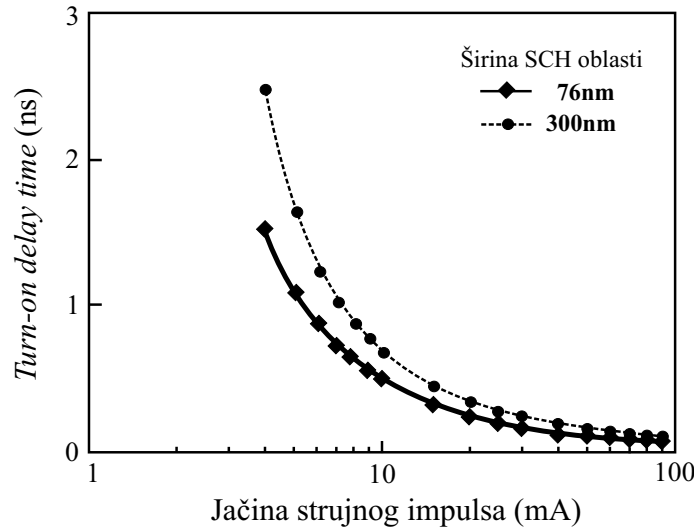
¹⁰Videti deo 6. u kome je detaljno objašnjen kompletan sistem jednačina prelaza.

dobija i za SQWL sa uskim SCH oblastima. TLLM, takođe, potvrđuje da transport



Slika 3.3. Intenzitetno modulisan odziv SQWL sa širokim SCH oblastima ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) [79]. Tačke predstavljaju merenja preuzeta iz [75].

nosilaca kroz SCH oblast ima veliki uticaj na brzinu rada lasera, što se vidi sa slike 3.3. za $P = 42.7\text{mW}$ kad je dominantan niskofrekventni *rolloff*. Pokazuje se da TLLM tačno predviđa diskontinuitet granične učestanosti za SQWL sa širokim SCH oblastima i označen je kao prvi model u vremenskom domenu koji dokazuje postojanje diskontinuiteta granične učestanosti. Simuliran je i odziv lasera na veliki pobudni signal zbog značaja za primene u optičkim komunikacijama. Određivano je kašnjenje lasera prilikom njegovog startovanja (*turn-on delay time* - vreme kašnjenja). *Turn-on delay time* je definisano kao razlika između širine ulaznog strujnog impulsa i širine izlaznog optičkog impulsa. Ono je obrnuto srazmerno sa graničnom učestanošću lasera, te se očekuje da bude strukturno zavisano parametar tj. da zavisi od širine SCH oblasti SQWL. Na slici 3.4. su prikazane simulirane vrednosti vremena kašnjenja za nepolarisan SQWL sa uskim ($L_{SCH} = 76\text{nm}$) i širokim ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) SCH oblastima. Jasno se vidi da SQWL sa širim SCH oblastima ima veće kašnjenje, jer mu je veće τ_S a time i efektivno vreme života nosilaca. Ovim se potvrđuje gornja pretpostavka. Autori TLLM označavaju kao prvi model koji predviđa zavisnost vremena kašnjenja od transporta nosilaca kroz SCH oblast SQWL. Oni ističu da će veće vreme kašnjenja koje je posledica efekata transporta nosilaca dodatno povećati transportne



Slika 3.4. Turn-on delay time za SQWL sa različitim širinama SCH oblasti [79].

gubitke (*power penalty*) prilikom prenosa podataka kroz optičku komunikacionu vezu.

Dodatno usložnjavanje u modelovanju odziva QWL je opisano u [66]. U ovom radu se postiže potpuniji opis transportnih procesa uvođenjem pristupnih stanja u analizi odziva QWL. To je neophodno zato što u do tada sprovedenim analizama nije bilo pravilno ostvareno, u transportnom pogledu, sprezanje nekonfiniranih 3D (SCH) i konfiniranih 2D (QW) oblasti u QWL. Uvođenje pristupnih stanja uslovalo je korišćenje tronivovskih jednačina prelaza. Celokupan transport nosilaca je smatran ambipolarnim transportom (ambipolarna difuzija + ambipolarni zahvat). Analiziran je frekventni odziv i vršeno poređenje između modela koji je zasnovan na dvonivovskim jednačinama prelaza i definisanog modela koji je zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza. Polazeći od sistema tronivovskih jednačina prelaza (2.9)-(2.12) sledeći u potpunosti izvođenje izraza (3.1) iz [75] opisano u gornjem tekstu (Zanemaruje se rekombinacija nosilaca u SCH oblasti i pristupnim stanjima i spontana emisija u ukupnom emitovanom zračenju. Koristi se $R_{QW}(N_{QW}) = \frac{N_{QW}}{\tau_{nQW}}$, $g(N_{QW}, S) = \frac{g(N_{QW})}{1 + \varepsilon S}$, $I = I_0 + ie^{j\omega t}$, $N_S = N_{S0} + n_S e^{j\omega t}$, $N_G = N_{G0} + n_G e^{j\omega t}$, $N_{QW} = N_{QW0} + n_{QW} e^{j\omega t}$, $S = S_0 + se^{j\omega t}$

i $G = G_0 + g'n_{QW}e^{j\omega t}$) dobija se izraz za prenosnu funkciju

$$M(\omega) = \frac{s(\omega)}{i(\omega)} = \left(\frac{1}{(1 + j\omega\tau_C)(1 + j\omega\tau_D)} \right) \times \frac{\Gamma\nu_G g' S_0}{eV_{QW}} \times \frac{\left(j\omega \left(j\omega + \frac{1}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_{nQW}} + \nu_G g' S_0 \right) + \frac{\nu_G g' S_0}{\tau_P} \right) \left(1 + \frac{j\omega \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G}}{(1 + j\omega\tau_C)(1 + j\omega\tau_D)} \right) - \frac{j\omega}{\tau_E(1 + j\omega\tau_C)}}{\quad} \quad (3.3)$$

u kome je trenutno usvojeno $\varepsilon = 0$ zbog znatne složenosti. Dobijeni izraz je prikazan u formi iz koje se vide dominantni članovi koji obaraju frekventnu karakteristiku lasera (značajan uticaj difuzije nosilaca kroz SCH oblast i zahvata nosilaca u QW) povezani sa složenim članom koji opisuje interakciju nosilaca unutar QW sa fotonskim zračenjem i drugim nosiocima koji se zahvataju u QW. Dobijeni frekventni odziv se može napisati u obliku

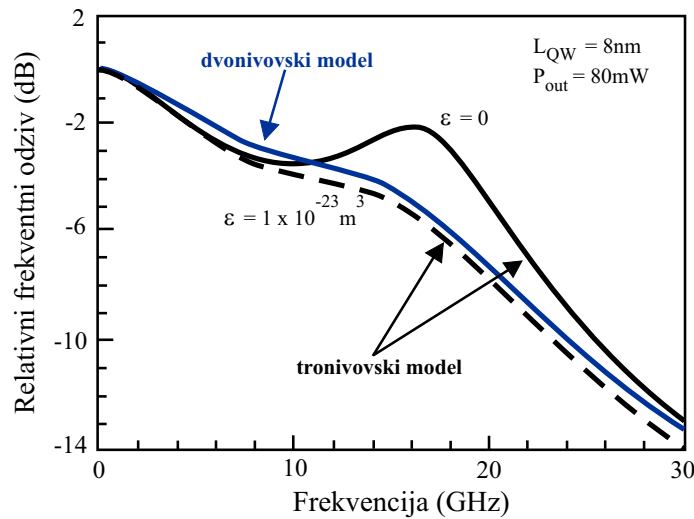
$$M(\omega) = \frac{s(\omega)}{i(\omega)} = \frac{\frac{\Gamma\nu_G g' S_0}{eV_{QW}}}{\omega^4 A - j\omega^3 B - \omega^2 C + j\omega D + E} \quad (3.4)$$

pri čemu je (kad nije zanemareno nelinearno pojačanje lasera)

$$\begin{aligned} A &= \tau_C \tau_D (1 + \varepsilon S_0) \\ B &= \left(\tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} + \tau_D \right) (1 + \varepsilon S_0) + \tau_C \tau_D \left(\left(\frac{1}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_{nQW}} \right) (1 + \varepsilon S_0) + \nu_G g' S_0 + \frac{\varepsilon S_0}{\tau_P} \right) \\ C &= (1 + \varepsilon S_0) \left(1 + \frac{1}{\tau_E} \left(\tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} \right) + \frac{1}{\tau_{nQW}} \left(\tau_D + \tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} \right) \right) + \\ &\quad + \nu_G g' S_0 \left(\tau_D + \tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_P (1 + \varepsilon S_0)} \right) + \\ &\quad + \frac{\varepsilon S_0}{\tau_P} \left(\tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} + \tau_C \tau_D \left(\frac{1}{\tau_E} + \frac{1}{\tau_{nQW}} + \frac{\nu_G g' S_0}{1 + \varepsilon S_0} \right) \right) \\ D &= \left(\left(\tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} \right) \frac{1}{\tau_P} + \frac{\tau_D}{\tau_P} + 1 + \varepsilon S_0 \right) \frac{\nu_G g' S_0}{1 + \varepsilon S_0} + \frac{1 + \varepsilon S_0}{\tau_{nQW}} + \\ &\quad + \frac{\varepsilon S_0}{\tau_P} \left(1 + \frac{1}{\tau_E} \left(\tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} \right) + \left(\frac{1}{\tau_{nQW}} + \frac{\nu_G g' S_0}{1 + \varepsilon S_0} \right) \left(\tau_D + \tau_C + \frac{\tau_C \tau_D}{\tau_G} \right) \right) \\ E &= \frac{\nu_G g' S_0}{\tau_P (1 + \varepsilon S_0)} + \frac{\varepsilon S_0}{\tau_P} \left(\frac{1}{\tau_{nQW}} + \frac{\nu_G g' S_0}{1 + \varepsilon S_0} \right). \end{aligned}$$

Iz gornjih izraza se vidi da uključenje pristupnih stanja stvara dinamiku lasera prilično komplikovanom. Ako se u gornjim izrazima stavi $\tau_C = 0$ ili $\tau_D = 0$ dobija se forma izraza koja je u prvom slučaju vrlo slična a u drugom potpuno istovetna izrazu (3.1).

To znači da se u stvari dinamika lasera svodi na dinamiku opisanu dvonivovskim jednačinama prelaza u kojima je transport adekvatno modelovan dok se na pravilan način ne razmatra 3D-2D konverzioni proces naelektrisanih nosilaca. U slučaju da se oba transportna vremena zanemare $\tau_D = \tau_C = 0$ dobija se situacija kao da je sklonjena QW iz aktivne oblasti, tj. dinamika lasera se modeluje jednonivovskim jednačinama prelaza. Na slici 3.5. je prikazano poređenje frekventnih odziva prema opisanom modelu koji uračunava pristupna stanja i adekvatnom koji ih ne razmatra, za SQWL iz [75] sa širokom SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) i izlaznom snagom od 80mW.



Slika 3.5. Frekventni odziv istog SCH SQW lasera opisan dvonivovskim [75] i tronivovskim jednačinama prelaza [66].

Dve ključne razlike su karakteristične za ovaj model:

- pojačan niskofrekventni *rolloff* i
- smanjen faktor prigušenja.

Obe su posledica uključenja pristupnih stanja. Njihovo konačno vreme života dodatno povećava transportne konstante pa se javlja dodatno obaranje krive frekventnog odziva, a takođe omogućavaju efikasniju razmenu nosilaca sa QW usled čega se smanjuje faktor prigušenja lasera. (Nosioци koji su stimulisano rekombinovani se vrlo brzo obnavljaju u QW.) Za razliku od modela zasnovanog na dvonivovskim jednačinama prelaza, model zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza predviđa porast nelinearnog pojačanja QWL. Kao zaključak se ističe da je granična učestanost vrlo

brzih QWL ograničena transportom nosilaca (posebno za vrlo široke SCH oblasti), što pravilno predviđaju i dvonivovski i tronivovski model. Međutim suštinska prednost tronivovskog modela je što uključivanje pristupnih stanja omogućava pravilno određivanje granične učestanosti QWL za sve širine SCH oblasti dok dvonivovski model potcenjuje njenu vrednost u slučaju QWL sa srednjim širinama SCH oblasti. **To znači da je za pravilno sveobuhvatno modelovanje QWL neophodno korišćenje tronivovskih jednačina prelaza, naročito kad se analiziraju njegove brzinske karakteristike.**

Uticaj barijernih oblasti na brzinu rada QWL je analiziran u radovima [76, 114]. U radu [76] je jednostavno menjan molski udeo Al u AlGaAs SCH oblastima SCH QWL i meren frekventni odziv. Uočeno je ono što je i očekivano da laser sa višim barijernim oblastima ima brži odziv. Razmatrani su MQWL sa tri napregnute $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ 7nm široke QW GaAs barijera širine 8nm kod kojih su se razlikovale SCH oblasti istih širina (70nm): GaAs-ne i $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ -ne. Merenja su obavljena istim postupkom kao i u [75]. Dobijeno je da je rezonantna frekvencija MQWL sa $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ SCH oblastima skoro dva puta veća od MQWL sa GaAs SCH oblastima. To je posledica činjenice da su barijere veće te je vreme emisije nosilaca iz jame veće a to znači da je transportni faktor χ manji a time diferencijalno pojačanje veće. Ovim se ponovo potvrđuje značajan uticaj transporta nosilaca na brzinu rada QWL.

Sličan zaključak je izveden i u [114]. U ovom radu je menjana struktura energetskih zona u SCH oblastima i posmatran uticaj te promene na graničnu učestanost QWL. Analiza je vršena sa standardnim SCH SQWL, GRINSCH SQWL i modifikacijama ova dva tipa SQWL. Kod SCH SQWL postoji uticaj oba tipa transporta i prostornog i energetskog a efektivno vreme zahvata nosilaca se može izraziti kao $\tau_{cap}^{eff} = \tau_{diff} + \tau_{cap}^Q \frac{L_{SCH}}{L_{QW}}$. U slučaju pravilno dizajnirane GRINSCH strukture SQWL ovo vreme je $\tau_{cap}^{eff} = \tau_{cap}^Q$, tj. uticaj difuzije je poništen ugrađenim električnim poljem odnosno vrlo brzim driftom nosilaca, te je transport nosilaca uglavnom određen samo lokalnim zahvatom nosilaca u QW. Za ostale analizirane strukture odvijanje samog transporta a i sama brzina rada lasera je negde između istih, za ove dve karak-

teristične strukture SQWL. Sva izračunavanja pokazuju da pravilno gradiranje SCH oblasti skoro potpuno poništava uticaj prostornog transporta nosilaca i znatno smanjuje uticaj energetskog transporta nosilaca (ali ga ne otklanja potpuno; on ostaje dominantan transport) na brzinu rada SQWL.

Na kraju ovog pregleda prikazaće se rezultati analiza povezanih sa frekventnim karakteristikama QWL, koje su takođe od značaja za neki optički komunikacioni sistem [24].

U radu [71] je izveden izraz za spektralnu širinu linije QWL. Zbog značajne varijacije gustine nosilaca, pri strujnoj modulaciji lasera, kako u oblasti QW tako i u SCH oblastima očekuje se povećanje spektralne širine linije lasera (jer se bitno perturbuje indeks prelamanja u ovim oblastima), a tim i *chirp*-a lasera. Dobijen je izraz $\alpha_{eff} = \alpha_{QW} + \left(\frac{1}{\Gamma} - 1\right) \left(\frac{V_{QW}}{V_{SCH}}\right) \frac{\chi - 1}{1 + \frac{\tau_S}{\tau_n}} \alpha_{SCH}$, pri čemu je $\alpha_{QW,SCH} = \frac{4\pi}{g'\lambda} \frac{\partial n}{\partial N_{QW,S}}$.

On potvrđuje dva postojeća uticaja: uticaj QW i okolnih SCH oblasti, odnosno povećanje širenja izlazne laserske linije kod QWL u odnosu na *bulk* lasere. Smanjenje ovog faktora je moguće u slučaju vrlo malog τ_S i/ili dovoljno velikog τ_E kad je *chirp* uglavnom uzrokovan unutrašnjim osobinama QWL (promenama indeksa prelamanja u QW koja su neminovna) a uticaj SCH oblasti zanemarljiv $\alpha_{eff} = \alpha_{QW}$. Ovim se zaključuje da je transport nosilaca ograničavajući element i za željene spektralne karakteristike QWL.

Sličan zaključak je izveden i u [83]. U ovom radu je sistemu dvonivovskih jednačina prelaza dodata fazna jednačina prelaza koja karakteriše fazu optičkog polja QWL. Ona je modifikovna fazna jednačina za *bulk* lasere, jer uračunava i promenu indeksa prelamanja u SCH oblastima kad kroz njih propagira optički talas. Na osnovu ovakvog sistema jednačina prelaza izveden je frekventno modulisan odziv QWL. On se sastoji od tri člana. Prvi čini direktan doprinos QW (aktivne oblasti) i jedini je koji postoji u frekventno modulisanom odzivu *bulk* lasera. Drugi član je posledica, varijacijom gustine nosilaca u QW, indukovane varijacije gustine nosilaca u SCH oblasti, sa odgovarajućom perturbacijom indeksa prelamanja SCH oblasti. Treći član je direktan doprinos SCH oblasti s obzirom da se nosioci prvo injektuju u SCH oblasti prilikom

strujne polarizacije lasera. Najveći uticaj ima prvi član, pa treći dok je uticaj drugog manji od 2%, pa se on može zanemariti. I drugi i treći član su približno direktno srazmerni τ_C pa se njihov uticaj može minimizirati smanjenjem efektivnog vremena zahvata nosilaca. Ovo znači da transport nosilaca značajno utiče i na frekventno modulisan odziv QWL. On menja njegov oblik, obara relaksacionu učestanost lasera i uopšteno menja celu dinamiku QWL, kao što se to videlo kod intenzitetno modulisanog odziva QWL.

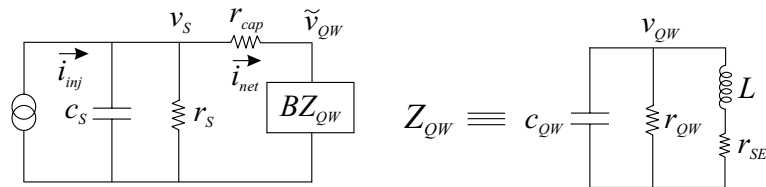
Uopšten zaključak svih ovih analiza bi bio [71]: ako se želi optimizacija naprave da se dobije vrlo brz odziv onda je neophodno minimizirati sva transportna vremena nosilaca kroz optičke i strujne konfinirajuće oblasti, maksimizirati vreme emisije nosilaca iz QW, maksimizirati unutrašnju i inekcionu efikasnost i minimizirati laserski *chirp*.

4. SPICE analiza odziva

SPICE analiza odziva poluprovodničkih lasera ima dugu tradiciju. Prve SPICE analize lasera se susreću početkom osamdesetih godina kada su analizirani DHL [108, 109], dok se korišćenje CAD tehnika u analizi ekvivalentnog kola QWL prvi put javlja početkom devedesetih [33]. Kako autori naglašavaju tačan model i ekvivalentno električno kolo optičkih naprava kakav je svaki poluprovodnički laser je neophodno za analizu dinamičkih karakteristika optoelektronskih integrisanih kola (OEIC - *optoelectronic integrated circuits*) i sistema. Među analize *bulk* lasera koje se oslanjaju na ekvivalentno električno kolo lasera spadaju pored ostalih analize prezentovane u [30, 38, 39, 52, 58, 93, 108, 109], dok je ekvivalentno električno modelovanje QWL sprovedeno u [13, 33, 49, 54, 60, 61, 67, 86, 106]. U ovom delu se navode i ekvivalentna kola *bulk* lasera pošto su ona prirodni prethodnik ekvivalentnih kola QWL, tako da se lako može uočiti hronološki i fizički sled proširenja koja su uvedena kod ekvivalentnih kola QWL. Sva ekvivalentna električna kola poluprovodničkih lasera su izvedena iz jednačina prelaza koja imaju odgovarajuću izabranu formu zavisno od

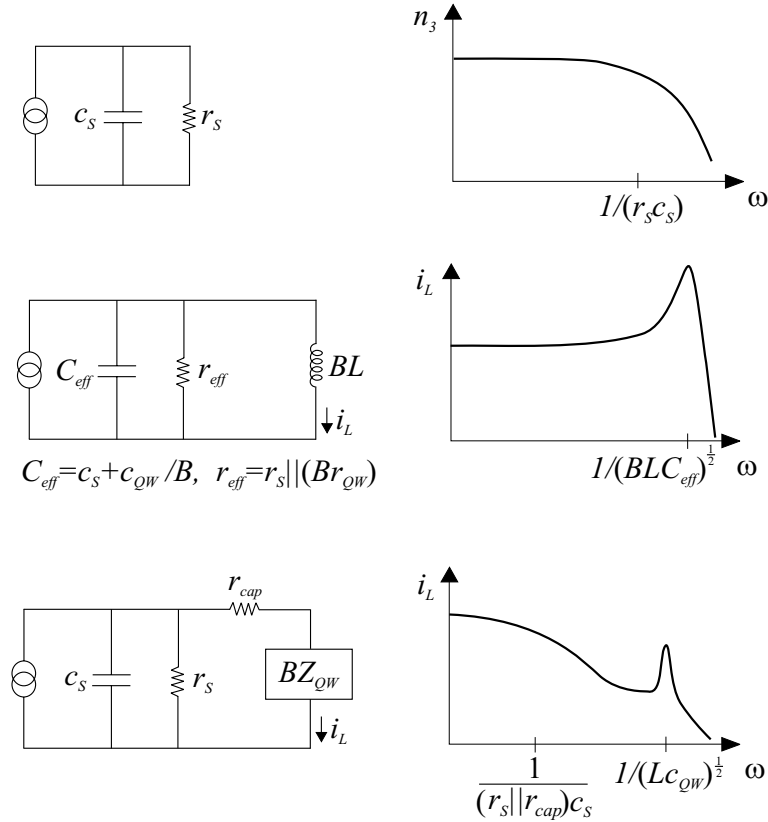
toga o kom je laseru reč i koji fizički efekti se uzimaju u obzir. Povećano interesovanje za ekvivalentno električno modelovanje poluprovodničkih lasera potiče od mogućnosti njegovog efikasnog korišćenja za analizu njegovog odziva i primene u optičkim komunikacijama, kao i zbog postojanja adekvatnog CAD softvera koji podržava tu analizu. To je posebno značajno kad se analizira odziv lasera na digitalni (veliki) pobudni signal (neophodno za primene u optičkim komunikacijama), za šta je nužno numeričko rešavanje (posebno usložnjeno za QWL) sistema jednačina prelaza. Primena CAD softvera na formiran ekvivalentni električni model omogućava elegantno razrešenje tih numeričkih proračuna.

Analiza unutrašnjih dinamičkih karakteristika poluprovodničkih lasera je pokazana u [39, 49, 52]. Ovo su jedini radovi koji prezentuju ekvivalentno električno kolo lasera samo za male signale. Rad [49], u kome je prikazano unutrašnje ekvivalentno električno kolo QWL, predstavlja proširenje rezultata datih u radovima [39, 52] u kojima su prvi put prikazani unutrašnje ekvivalentno električno kolo *bulk* lasera i ekvivalentno kolo za analizu šuma. Polazeći od dvonivovskih jednačina prelaza za male signale, koje su dobijene na isti način kao u radu [75], uvođenjem smena $n_S(qV_S) = c_S v_S$ i $n_{QW}(qV_{QW}) = c_{QW} v_{QW}$, u kojima su v_S i v_{QW} male perturbacije razlike *Fermi*-jevih nivoa u SCH oblasti i QW, dobija se jednačina $i_{inj} = c_S \frac{dv_S}{dt} + \frac{v_S}{r_S} + \underbrace{\left(\frac{v_S}{r_{cap}} - \frac{v_{QW}}{r_{esc}} \right)}_{i_{net}} \left(r_S = \frac{\tau_{nS}}{c_S}, r_{cap} = \frac{\tau_{cap}}{c_S} \text{ i } r_{esc} = \frac{\tau_{esc}}{c_{QW}} \right)$. Radi formiranja električnog kola ukupna struja razmene nosilaca između SCH oblasti i QW i_{net} se piše u obliku $i_{net} = \frac{v_S - Bv_{QW}}{r_{cap}}$, $B = \frac{r_{cap}}{r_{esc}}$ ($\tilde{v}_{QW} = Bv_{QW}$). Tako se dobija unutrašnje ekvivalentno električno kolo QWL dato na slici 4.1. Ekvivalentno kolo same



Slika 4.1. Kompletno unutrašnje ekvivalentno električno kolo QWL sa izdvojenim kolom Z_{QW} koje prikazuje interakciju nosilaca i fotona u QW [49].

QW je dobijeno iz [39, 52]¹¹. Male perturbacije izlaznog svetlosnog signala su proporcionalne struji kroz kalem ($i_L = \nu_G G_0 (1 - \varepsilon S_0) s(qV_{QW})$). Analiza ovako dobijenog kola se ukratko može predstaviti slikom 4.2. U prvom slučaju ($r_{cap} \rightarrow \infty$, slika 4.2.a))



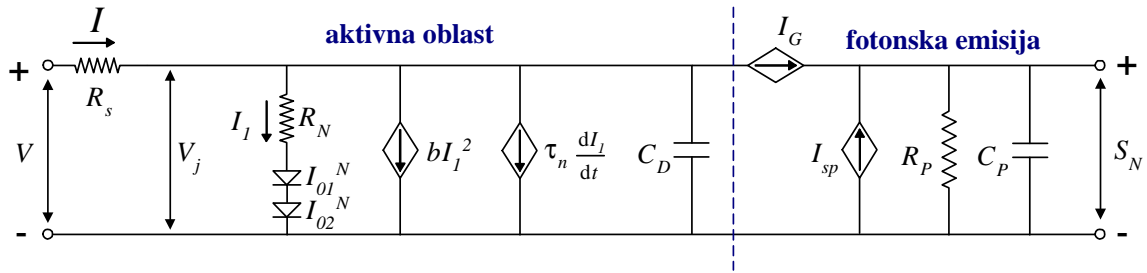
Slika 4.2. Ekvivalentno električno kolo QWL i šematski prikazan modulirani odziv u sledećim slučajevima: a) dugog vremena zahvata ($r_{cap} \rightarrow \infty$), b) kratkog vremena zahvata ($r_{cap}, r_{esc} \rightarrow 0$) sa konačnim B i c) konačnog srednjeg vremena zahvata na visokim strujama polarizacije ($L \rightarrow 0$) [49].

granična učestanost kola je ograničena RC vremenskom konstantom ekvivalentnog kola, a to je $r_s c_s = \tau_{nS}$ vreme života nosilaca do spontane rekombinacije u SCH oblasti koje je par ns (vrlo spor odziv za QWL). U drugom slučaju ($r_{cap}, r_{esc} \rightarrow 0$ i B konačno, slika 4.2.b)) se dobija rezonantni pik učestanosti koji je posledica postojanja kalema u kolu, što dosta povećava graničnu učestanost lasera. Kružna učestanost

¹¹Ovo kolo je dobijeno tako što je izvedena prenosna funkcija *bulk* lasera na mali pobudni signal, koja ima istu formu kao paralelno RLC kolo u kome je otpornost r_{SE} (posledica uračunavanja spontane emisije) u serijskoj vezi sa kalemom L .

rezonantnih oscilacija se dobija za $\sim \frac{1}{\sqrt{(BL)C_{eff}}}$, $C_{eff} = c_S + \frac{c_{QW}}{B}$. Glavno ograničenje granične učestanosti u tom slučaju je konačna vrednost $B \sim \frac{\tau_{cap}}{\tau_{esc}}$ što je karakteristika same QW. U trećem slučaju (r_{cap} ima srednje konačne vrednosti i $L \rightarrow 0$, slika 4.2.c)) se izvodi da je karakteristično izlazno zračenje (ono je $\sim i_L$) $i_L = \frac{i_{inj}}{r_{cap} \left(j\omega c_S + \frac{1}{r_S || r_{cap}} \right) \left(-\omega^2 L c_{QW} + j\omega \frac{L}{r_{QW}} + 1 \right)}$ iz čega se dobijaju dve osnovne spektralne karakteristike modulisanog odziva QWL: 1) postoji RC *rolloff* na kružnoj učestanosti $\omega = \frac{1}{c_S(r_S || r_{cap})} = \frac{1}{\tau_{nS}} + \frac{1}{\tau_{cap}}$ i 2) rezonantna kružna učestanost sa prigušenim pikom na $\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L c_{QW}}}$. Kako je $\tau_{cap} \ll \tau_{nS}$ to je RC *rolloff* uzrokovan uglavnom sa efektima zahvata nosilaca i može a ne mora prigušivati rezonantni pik na ω_r . Treba istaći da ovaj model ne razmatra efekte transporta nosilaca kroz SCH oblast kao i parazitne efekte spoljnih kontakata, te je stoga i izvedeno kolo označeno kao unutrašnje ekvivalentno električno kolo.

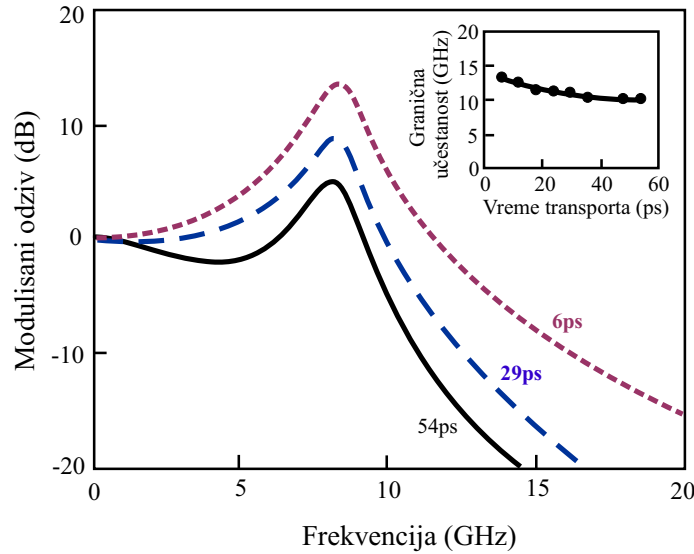
Prvo ekvivalentno električno kolo DHL modelovano za analizu odziva lasera na veliki pobudni signal izvedeno je iz jednonivovskih jednačina prelaza u radovima [108, 109]. U radu [108] je prikazan model ekvivalentnog kola lasera za analizu dinamike nosilaca ispod praga, tj. kad laser ne radi kao emiter svetlosti. Proširenje tog kola u radu [109] dovelo je do formiranja prvog ekvivalentnog električnog kola poluprovodničkog lasera namenjenog za implementaciju u neki od programa za analizu nelinearnih električnih kola. Autor je simulirao dobijeno kolo pomoću SPICE2 programskog paketa i analizirao odziv DHL na pobudni digitalni signal. U kolu se pored ostalih standardnih električnih elemenata pojavljuju i idealne diode, koje su neophodne kad se vrši analiza dinamike naelektrisanih nosilaca na veliki pobudni signal. S obzirom da je koncentracija nosilaca funkcija *Fermi-Dirac*-ovih integrala koristi se njihova pogodna linearizacija, te se dolazi do implementacije idealnih dioda u ekvivalentno električno kolo laserske diode. Sličnim ali jednostavnijim postupkom kao što je opisani postupak u 2.4. autor izvodi ekvivalentno kolo injektionog lasera (Slika 4.3.). Isprekidana linija deli ekvivalentno kolo na dva dela. Levo je kolo lasera ispod praga koje opisuje samo dinamiku nosilaca, a desno je kolo koje generiše fotonsku



Slika 4.3. Dvoportni large-signal model ekvivalentnog električnog kola injekcionog lasera ($I_{sp} = \beta(aI_1 + bI_1^2)$, $I_G = GS_N$) [109].

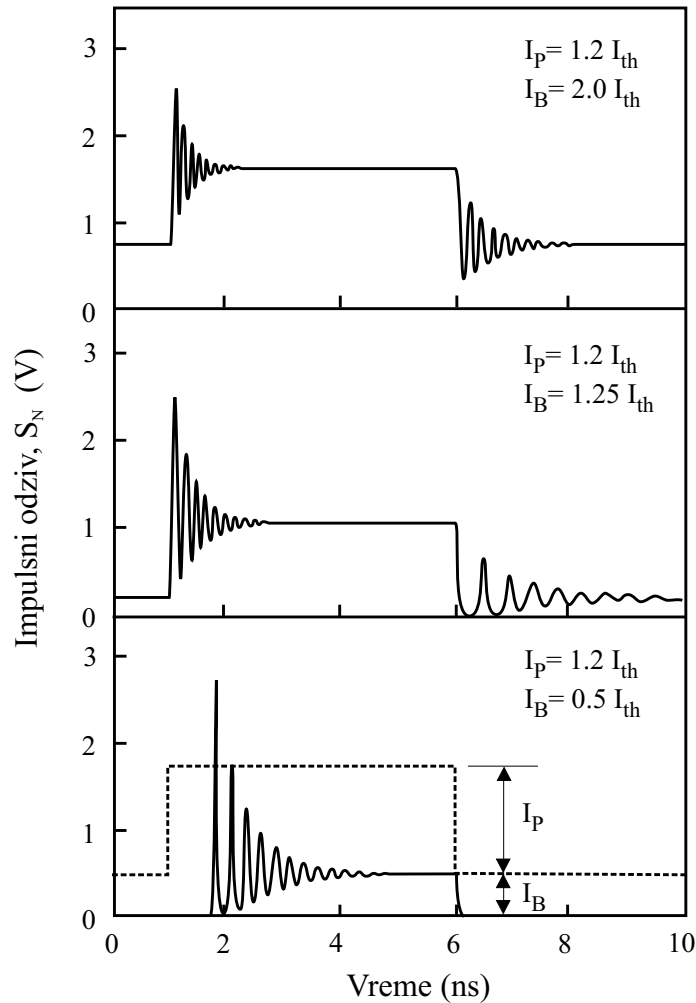
emisiju kad se za to ostvare uslovi. Dobijeni large-signal model ekvivalentnog električnog kola je idealan za primene CAD tehnika u optimizaciji laserskih transmitera za fiber-optičke sisteme.

Prirodan nastavak ovog rada je prikazan u [60, 61] gde je izvedeno adekvatno ekvivalentno električno kolo QWL. Ovi radovi se u potpunosti naslanjaju na prethodne rodove Tucker-a; imaju istu ideju vodilju samo se razlikuje laserska struktura koja se razmatra. Izvedeno kolo ne sadrži zavisnost strujnih izvora od bimolekularne rekombinacije, a može biti podeljeno u tri bloka: SCH oblast, QW i fotonsku emisiju. Dobijeno ekvivalentno električno kolo odgovara električnom kolu QWL datom na slici 2.5. u kome ne postoje kvadratne i kubne strujne zavisnosti struje strujnih izvora u blokovima SCH oblasti i QW, jer se zanemaruje i bimolekularna i Auger-ova rekombinacija, dok je redna veza dve idealne diode zamenjena jednom idealnom diodom injektione efikasnosti $\eta = 2$. Autori analiziraju odziv QWL na mali i veliki pobudni signal pomoću izvedenog ekvivalentnog električnog kola QWL korišćenjem SPICE programskog paketa. SPICE simulacija QWL na mali pobudni signal, tj. analiza frekventnog odziva QWL potvrđuje rezultate iz Nagarajan-ovih radova. Potvrđuje se pojavljivanje niskofrekventnog rolloff-a kod QWL sa velikom širinom SCH oblasti. Ovo se uočava sa slike 4.4. Jasno se vidi prigušenje rezonantnog pika kao i pojava niskofrekventnog obaranja krive frekventnog odziva sa porastom transportog vremena kroz SCH oblast. Ovo opravdava tačnost modelovanog ekvivalentnog kola QWL. Eleganost primene izvedenog ekvivalentnog električnog kola dolazi do izražaja kad se simulira odziv QWL na veliki pobudni signal. Vrlo jednostavno se dobija odziv QWL na digitalni pobudni



Slika 4.4. Modulisani odziv SCH QWL kao funkcija vremena prostornog transporta. Transportna vremena su 6ps, 29ps i 54ps [61].

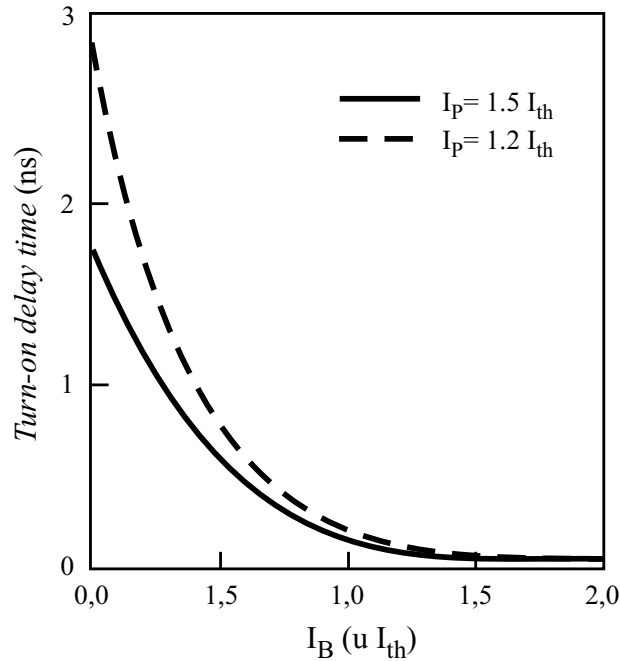
signal u obliku pravougaonog impulsa kad je struja polarizacije lasera iznad i ispod praga. (Slika 4.5.) Kad je laser polarizovan ispod praga uočljivo je njegovo kašnjenje za pobudnim signalom (*turn-on delay time*), kao i dugo vreme startovanja (*turn-on time*; veće od 2ns) jer je neophodno dostići gustinu nosilaca na pragu lasera da bi se ostvarilo ukupno pozitivno pojačanje lasera. Vreme zaustavljanja emisije (*turn-off time*) je u ovom slučaju zanemarljivo. Kad je laser polarizovan iznad praga on praktično nema kašnjenje (*turn-on delay time* je 0ns), jer već emituje neko zračenje, ima znatno manje vreme startovanja impulsne emisije ali i značajno vreme zaustavljanja impulsne emisije. Ova vremena su manja pri većim polarizacionim strujama, jer je laser u aktivnijem radnom stanju (relaksaciona frekvencija lasera je veća pri većim polarizacijama lasera). Povećano *turn-off time* pri nižim polarizacijama može negativno uticati na brz prenos moduliranih signala u optičkim komunikacijama, ali to najčešće nije slučaj jer su udaljenije opadajuće amplitude izlaznog signala manje od polovine visine aktivnog izlaznog impulsa te je mogućnost detekcije greške minimalna. Autori odziv lasera analiziraju i preko zavisnosti vremena kašnjenja od struje polarizacije za dve različite dovoljno velike (veće od struje praga) strujne amplitude pravougaonog impulsa. Na slici 4.6. je prikazana ova zavisnost za $I_P = 1.2I_{th}$ i $1.5I_{th}$. Zavisnost ima očekivani opadajući karakter. Vrednosti kašnjenja su manje za veće



Slika 4.5. Impulsni odziv SCH QWL sa različitim strujama polarizacije ($I_B = 0.5I_{th}$, $1.25I_{th}$ i $2.0I_{th}$). Amplituda strujnog impulsa je konstantna i iznosi $I_P = 1.2I_{th}$. Injektovani strujni signal startuje u prvoj ns i završava se u šestoj ns, kao što je pokazano isprekidanom linijom [60].

amplitude pobudnog strujnog impulsa, jer je u tom slučaju laser u aktivnijem radnom stanju (radna tačka lasera dalje od praga). Sa grafika se vidi da je kašnjenje lasera praktično zanemarljivo za $I_B > I_{th}$ (slučaj kad je laser pre pobude strujnim impulsom bio polarizovan iznad praga). Kao zaključak sprovedenih simulacija autori ističu bitno drugačiji uticaj struje polarizacije lasera na različite karakteristike QWL u odnosu na DHL.

Značaj pionirskog rada Tucker-a je vidljiv kroz mnoge modifikovane verzije ekvivalentnog električnog kola DHL koje se mogu naći u literaturi. Izdvajaju se samo



Slika 4.6. Vreme kašnjenja SCH QWL u funkciji struje polarizacije dobijeno iz SPICE-om simuliranog impulsnog odziva kao što je isti prikazan na slici 4.5. [60].

neki od njih [30, 38, 58, 93]. Svi ovi radovi imaju za cilj implementaciju razmatrane laserske diode u fiber optičku komunikacionu vezu, pa stoga i polaze od modelovanja njenog ekvivalentnog električnog kola kako bi se formiralo celokupno okruženje za simulaciju prenosa moduliranih digitalnih signala kroz razmatran optički lanac. To prevashodno zbog toga što su karakteristike optičke veze ograničene sa graničnom učestanošću, *chirp*-om i nelinearnostima laserske diode.

U radu [30] je prezentovan *large-signal* model ekvivalentnog električnog kola multielektrodnog lasera za mikrotalasne primene zasnovan na modifikovanom sistemu monomodnih jednačina prelaza i implementiran u PSPICE komercijalni programski paket. Ovaj model se od *Tucker*-ovog razlikuje po tome što u obzir uzima i nelinearno pojačanje lasera kao i *Auger*-ovu rekombinaciju. Model je proveren poređenjem simuliranih rezultata sa eksperimentalnim. Dobijeni su rezultati prema kojima je impedansa laserskog parazitnog kola velika u poređenju sa unutrašnjom impedansom lasera. Deo snage koji otpada na aktivnu oblast diode je za 5% manji od ukupne snage koju troši dioda pri svom radu. To znači da je nužna konstrukcija laserske diode sa velikom unutrašnjom ulaznom impedansom kako bi se poboljšala njena efikasnost.

Sličan nelinearni model ekvivalentnog kola DHL za mikrotalasni fotonski CAD je razmatran u radu [58]. Korišćene su jednomodne jednačine prelaza koje inkorporiraju sve rekombinacione članove i nelinearno pojačanje lasera. Nelinearno električno kolo lasera je numerički rešavano pomoću *Agile*, mikrotalasnog CAD programa, nastalog u istraživačkim laboratorijama američke armije. Autori se nisu odlučili za SCOPE (*SuperCompact OPtoElectronic Module*), programski modul koji simulira *Tucker*-ov dvoportni model ekvivalentnog električnog kola korišćenjem harmonijskog balansnog simulatora, jer on zahteva vrlo tačne vrednosti fizičkih parametara (teško ih je dobiti ekstrakcijom iz merenja) inače izaziva probleme nekonvergencije, niti za *HP-EEsof*-ov *Omnisys* koji je, kao i SPICE, simulator nelinearnih električnih kola u vremenskom domenu ali rezultate generiše preko *eye*-dijagrama i BER (*Bit Error Ratio*) grafika, a ne obezbeđuje analogne karakteristike laserske diode. Autori su formirani nadgrađeni *Tucker*-ov model simulirali inkorporiranjem odgovarajućeg potprograma u *source code* *Agile* programa, a rezultate su poredili sa merenim i drugim publikovanim rezultatima. Dobili su dobro slaganje, izuzev za izračunavanje radne tačke za analizu odziva na mali pobudni signal. To je posledica greške u računanju *Fourier*-ove transformacije koju poseduje odgovarajuća rutina u *source code*-u *Agile* programa. Kao glavnu prednost svoje implementacije autori ističu kraće vreme izračunavanja u odnosu na simulatore koji rade u vremenskom domenu, kao što je SPICE. To je zbog činjenice da je ovaj CAD simulator harmonijski balansni simulator koji se ne oslanja na numeričku integraciju kao simulatori u vremenskom domenu, pa zbog toga ima kraće procesorsko vreme izračunavanja.

U radu [93] je implementiran multimodni model DHL koji takođe nadgrađuje *Tucker*-ov model. Korišćen je isti pristup pa čak i isto osnovno električno kolo *Tucker*-ovog dvoportnog modela, koje je nadograđeno u emisionom delu sa n elementarnih kola koji modeluju odgovarajući svetlosni mod. Osnovna ideja formiranja ovog modela jeste ispitivanje uticaja disperzije fibera na ulazni impulsni digitalni signal. Formirano ekvivalentno kolo je povezano sa fiberom koji je modelovan u vidu linija za kašnjenje. Ove linije za kašnjenje obezbeđuju odgovarajuće relativno propagaciono kašnjenje za različite longitudinalne modove ulazne svetlosti. Celokupan model je simuliran

pomoću SPICE2 programskog paketa. Simulirana je propagacija digitalne povorke signala sa brzinom bita od 2Gbit/s. Rezultati pokazuju značajno širenje digitalnih impulsa usled disperzije longitudinalnih modova. Prednost modela je kompatibilnost sa opšte prihvaćenim simulatorima nelinearnih električnih kola i mogućnost korišćenja za određivanje disperzionog limita, *sidemode suppression ratio*-a (koeficijent koji karakteriše prigušenje susednih modova), maksimalne brzine bita i maksimalne udaljenosti na kojoj se obezbeđuju optimizirane karakteristike digitalne optičke veze.

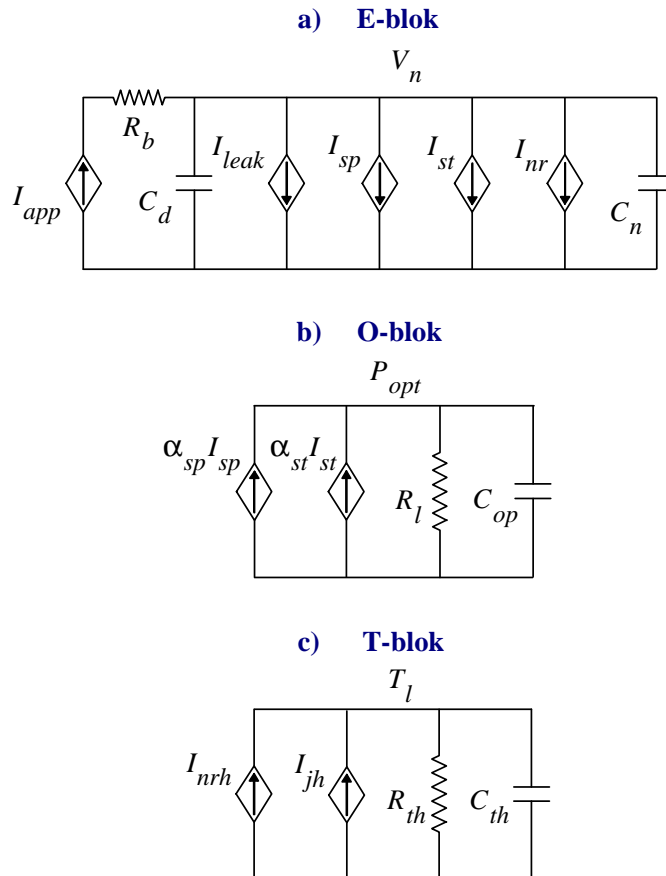
Višestruka svestranost modelovanja ekvivalentnog električnog kola različitih laserskih struktura i konfiguracija uočava se i iz modela prezentovanog u radu [38], u kome je *Tucker*-ov dvoportni model DHL proširen kako bi se uključio efekat slabe koherentne optičke povratne sprege u laserski rezonator. Korišćene su jednodimenzionalne jednačine prelaza za DHL u prisustvu slabe koherentne optičke povratne sprege, koje su modifikovane da omoguće konstrukciju odgovarajućeg ekvivalentnog električnog kola. Simulacija dobijenog kola je obavljena pomoću PSPICE programskog paketa u vremenskom i frekventnom domenu. Verifikacija tačnosti modelovanja je ostvarena poređenjem dobijenih rezultata sa analitičkim i numeričkim (direktnom numeričkom analizom jednačina prelaza korišćenjem *Runge-Kutta*-a metode i FFT algoritma) rezultatima objavljenim ranije u literaturi.

Modelovanje QWL za CAD analizu OEIC-a je prikazano u radovima [13, 33]. Model QWL izveden u [33] je bio prvi dvoportni model ekvivalentnog električnog kola QWL, dok je model iz rada [13] prvi model ekvivalentnog električnog kola QWL implementiran u SPICE-u, koji pored električnih i optičkih svojstava QWL razmatra i temperaturnu zavisnost odgovarajućih fizičkih veličina. U oba slučaja rezultati su verifikovani pokazanim odličnim slaganjem sa izmerenim laserskim karakteristikama. U radu [33] se pošlo od činjenice da je modelovanje poluprovodničkih naprava za simulaciju odgovarajućeg ekvivalentnog električnog kola neophodna veza između novih tehnologija i CAD analiza ekvivalentnog kola. Osnovu modelovanja ekvivalentnog električnog kola čini transformacija fundamentalnih teorija koje opisuju fizičke procese unutar naprave u formu koju je moguće rešiti pomoću programa za simulaciju električnih kola. Tako su električna i optička svojstva aktivne oblasti QWL koja se

opisuju dobro poznatim jednačinama prelaza inkorporirana u simulator električnih kola koji može da reši sistem diferencijalnih jednačina prvog reda u kojem su naponi čvorova smatrani promenljivima. Za simulaciju ekvivalentnog kola autori su koristili iSMILE programski paket. Simulacijama su određivane DC I-V i L-I krive, odziv lasera u vremenskom domenu na veliki pobudni signal i frekventni odziv lasera odgovarajućim modifikovanim električnim kolom za analizu odziva na mali pobudni signal. Rezultati su poređeni sa merenjima obavljenim na BA QWL sa gradiranim barijerama napravljenim OMCVD postupkom. Simulirani rezultati pokazuju odlično slaganje sa merenjima izuzev za L-I krivu u blizini praga lasera gde se uočavaju mala odstupanja. Ta neslaganja potiču od usvojenih aproksimacija za ukupno nulto pojačanje (*lasing condition*) u izvođenju relacije za izlaznu snagu lasera. Ovo odstupanje je minimizirano ako je $\beta \geq 0.2$, što je u praktičnom smislu vrlo redak slučaj te je neophodna potpunija analiza *Fabry-Perot*-ovog rezonatora kako bi se dobili tačniji rezultati. Analiza frekventnih karakteristika pokazuje da na krivoj frekventnog odziva lasera ne postoji konvencionalni pik na frekvenciji relaksacionih oscilacija što se poklapa sa eksperimentalnim rezultatima. Autori to objašnjavaju činjenicom da je laser dizajniran za rad sa velikim izlaznim snagama, a ne za vrlo brze odzive zbog velike parazitne kapacitivnosti. Osnovna mana ovog modela QWL jeste činjenica da on nije proveren na analizama vrlo brzih odziva QWL.

U radu [13] je razvijena SPICE implementacija modela QWL u kome su inkorporirani svi jako temperaturno zavisni fizički efekti kao što su temperaturna zavisnost optičkog pojačanja, struje curenja i *Auger*-ove rekombinacije. Ovaj model omogućava samosaglasno izračunavanje električne, optičke i termalne interakcije, korišćenjem koncentrisanih električnih elemenata. Model koncentrisanih električnih elemenata (*The lumped element model*) se sastoji od tri bloka koji predstavljaju ove tri interakcije. Električki gledano, model uključuje spontanu, stimulisanu, SRH i *Auger*-ovu rekombinaciju; termalno gledano *Joule*-ovo i neradijativno rekombinaciono zagrevanje; optički gledano spontanu i stimulisanu emisiju. Integraljenjem jednačine kontinuiteta za elektrone po kvantnoj aktivnoj oblasti, izvodi se blok koji reprezentuje električnu interakciju. Jednačina prelaza za fotone omogućava konstrukciju bloka koji represen-

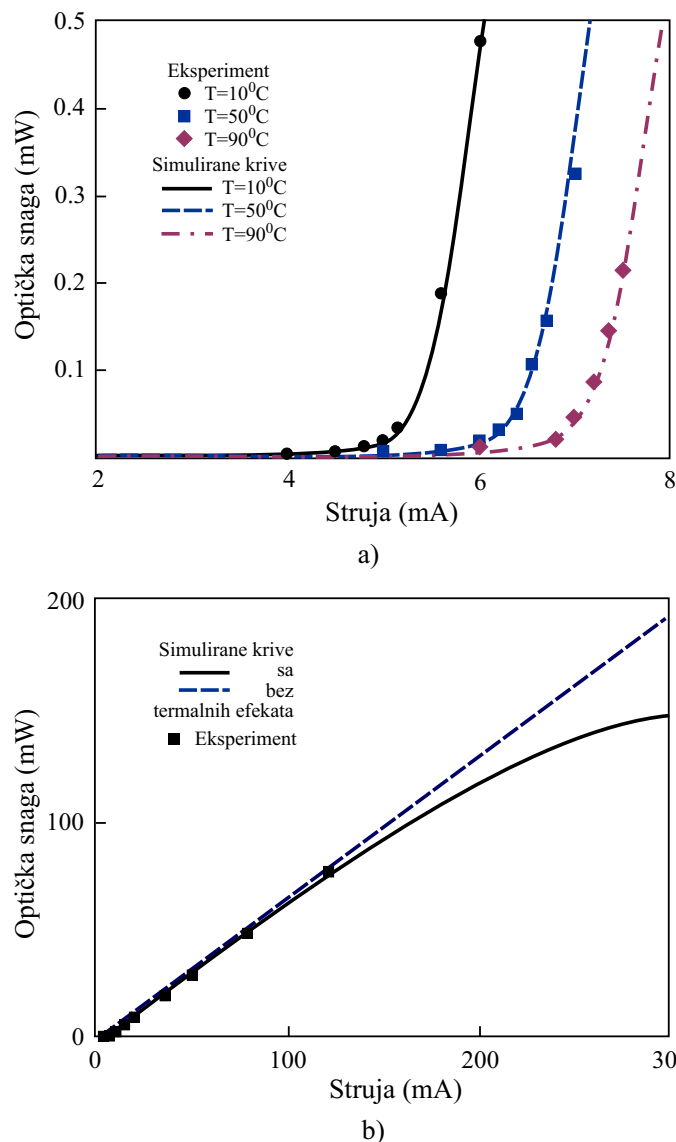
tuje optičku interakciju, a integraljenjem jednačine toplotnog provođenja po aktivnoj oblasti izvodi se blok koji reprezentuje termalnu interakciju. Na slici 4.7. je prikazano ekvivalentno električno kolo QWL sa tri bloka koncentrisanih električnih elemenata. U prikazanom kolu je I_{app} - injektovana struja u aktivnu oblast QWL, I_{leak} - struja



Slika 4.7. Ekvivalentno električno kolo QWL: a) električni blok, b) optički blok, c) termalni blok [13].

curenja na heterospoju, I_{sp} - ekvivalentna struja spontane emisije, I_{st} - ekvivalentna struja stimulisane emisije, I_{nr} - struja neradijativne rekombinacije, I_{nrh} - ekvivalentna termalna struja neradijativne rekombinacije, I_{jh} - ekvivalentna termalna struja *Joule*-ovih gubitaka, R_b - serijska otpornost *cladding* oblasti, C_n - difuziona kapacitivnost aktivne oblasti, C_d - kapacitivnost oblasti osiromašenja, R_l - ekvivalentna otpornost koja reprezentuje gubitke svetlosti u rezonatoru lasera i gubitke ogledala, C_{op} - ekvivalentna kapacitivnost koja reprezentuje uskladištenje fotona u rezonatoru lasera, R_{th} -

ekvivalentna termalna otpornost, C_{th} - ekvivalentna termalna kapacitivnost i $\alpha_{sp,st}$ - koeficijenti spontane i stimulisane emisije. SPICE simulacija je sprovedena za AlGaAs-GaAs QW ridge lasersku diodu a rezultati su poređeni sa merenjima. Na slici 4.8. su pokazani eksperimentalni rezultati i rezultati simulacija L-I krivih razmatranog lasera. Uočava se odlično slaganje postavljenog modela sa eksperimentom. Najveće



Slika 4.8. a) Poređenje eksperimentalnih i simuliranih L-I krivih u blizini praga QW ridge laserske diode; b) Poređenje eksperimentalne i simuliranih L-I krivih sa i bez termalnih efekata pri velikim strujnim polarizacijama [13].

odstupanje je vidljivo pri velikim strujnim polarizacijama pri kojim simulirana L-I

kriva pokazuje zasićenje. Eksperimentalni rezultati su mereni do polarizacione struje od 120mA kako ne bi došlo do oštećenja laserske diode. Pri vrlo velikim strujama polarizacije model pokazuje trend zasićenja izlazne snage lasera i smanjenje kvantne efikasnosti usled samozagrevanja. Smanjenje efikasnosti je primarno zbog povećanja struje curenja i brzine Auger-ove rekombinacije i zbog opadanja optičkog pojačanja sa porastom temperature. Ukoliko je laser integrisan u OEIC onda zagrevanje okolnih komponenti može dodatno negativno uticati na karakteristike lasera. Analiziran je i vremenski odziv QWL na *step* pobudni signal. Za vreme brzih vremenskih promena uticaj termalnih efekata nije značajan, što pokazuju i rezultati simulacije sa i bez uključenja termalnih efekata (postoji vrlo mala razlika u dobijenim oscilacijama lasera prilikom njegovog startovanja). Iako rezultati dobijeni ovim modelom nisu tako precizni kao rezultati dobijeni potpunim dvodimenzionalnim modelom, ovaj model pokazuje trendove promene izlaznih veličina i može biti kalibrisan za kvantitativnu procenu dizajna OEIC, što omogućava jednostavnost i efikasnost u optimizaciji OEIC. Oba gore opisana modela imaju osnovni nedostatak što koriste modele zasnovane na jednonivovskim jednačinama prelaza i barataju samo sa koncentracijom konfiniranih nosilaca u QW. Oni razmatraju direktnu injekciju nosilaca u aktivnu oblast (QW) koju modeluju odgovarajućim ekvivalentnim kolom. Ovakvi pojednostavljeni modeli ne mogu da analiziraju sve efekte transporta nosilaca koji značajno utiču na vrlo brze karakteristike QWL. To se vidi iz rezultata u radu [33], dok u radu [13] frekventne karakteristike nisu ni razmatrane. Kao zaključak se nameće činjenica da ovi modeli i pored svoje konzistentnosti ne mogu biti korišćeni za analizu vrlo brzih dinamičkih karakteristika QWL što je od presudne važnosti za primene u optičkim komunikacijama.

U radovima [54, 67] se analiziraju modeli lasera proizašli iz usvojenog sistema jednačina prelaza pri čemu se ističe mogućnost da ti modeli poseduju višestruko DC rešenje, zbog čega je moguće da simulacija izvedenog ekvivalentnog električnog kola takvog modela da pogrešno rešenje.

U radu [54] je ukratko opisan model QWL za SPICE-Like simulatore koji je zasnovan na jednonivovskim jednačinama prelaza kao i model iz [33]. Te jednačine

prelaza sadrže linearnu aproksimaciju člana koji uračunava nelinearno pojačanje lasera. Istaknuto je da su ovakve jednačine prelaza problematične za simulatore koji koriste *Newton*-ove metode numeričkog rešavanja kakvi su *SPICE-Like* simulatori, jer zbog višestrukosti rešenja simulator može konvergirati ka pogrešnom rešenju. Autori naglašavaju da je korektno rešenje lokalizovano između asimptota koje se dobijaju rešavanjem sistema jednačina prelaza i da simulator treba usmeriti da rešenje traži u okolini tih asimptota. Na takav način se izbegava da simulator konvergira ka pogrešnom rešenju. Model QWL je testiran zajedno sa modelom MSM fotodetektora (korišćen za detekciju izlaznog laserskog zračenja). Izvršena je digitalna modulaciona simulacija i dobijeni su korektni rezultati za odziv lasera na veliki pobudni signal.

U radu [67] je naglašeno da standardne jednačine prelaza koje koriste linearni član za nelinearno pojačanje lasera u formi $(1 - \varepsilon S)$ poseduju tri DC rešenja. Eleminisanje dobijanja nekorektnog rešenja može se ostvariti primenom promenljivih transformacija jednačina prelaza. Takav način rešavanja je pogodan kad se simulira implementacija modela u obliku ekvivalentnog kola lasera jer tada nije neophodno naterati simulator da konvergira ka korektnom rešenju uvođenjem dodatnih početnih uslova i odgovarajućih simulacionih parametara. Osnovni problem nekonvergentnosti jeste linearan član za nelinearno pojačanje lasera, s obzirom da kad fotonska gustina S postane veća od $1/\varepsilon$ ovaj član postaje negativan. Zbog toga je ova aproksimacija realna samo kad S ima "dovoljno male" vrednosti. Svaka druga forma ovog člana u obliku $(1 + \varepsilon S)^{-p}$, $0 \leq p \leq 1$ ima pozitivnu vrednost za svako $S \geq 0$, te je takav oblik člana za nelinearno pojačanje lasera podesan za dobijanje modela lasera sa jedinstvenim DC rešenjem. U radu je analiziran jednonivovski i dvonivovski sistem jednačina prelaza koji je modifikovan tako da ima jedinstveno rešenje za različite oblike optičkog pojačanja lasera i funkcionalne zavisnosti člana za nelinearno pojačanje. Na kraju je na osnovu tako modifikovanih sistema jednačina prelaza formirano ekvivalentno električno kolo lasera koje je simulirano SPICE programskim paketom, te je tako proveravana njegova stabilnost i konvergentnost. Autori su prvo krenuli od jednonivovskog sistema jednačina sa linearnom zavisnošću i optičkog pojačanja i člana za nelinearno pojačanje. Korišćenjem smena $N = N_e e^{\frac{eV}{nkT}}$ i $P_f(\sim S) = (m + \delta)^2$

preuzetih iz [47]¹² autori izvode modifikovanu formu jednačina prelaza. Ovim smenama se uslovljava da za nenegativnu injekcionu struju $I \geq 0$ rešenje jednačina prelaza da korektno nenegativne vrednosti za koncentraciju nosilaca N i izlaznu lasersku snagu P_f . (V - napon duž aktivne oblasti lasera, N_e - ravnotežna koncentracija nosilaca, m - nova promenljiva koja karakteriše P_f i δ - mala konstanta.) Nakon analize se pokazuje da ovakav sistem modifikovanih jednačina prelaza ima dva nedostatka. Za nenegativnu injekcionu struju moguća su višestruka nenegativna rešenja, za N i P_f pri "dovoljno visokim" vrednostima injekcione struje, ili pak da ne postoje rešenja, za izvestan skup parametara odgovarajućih fizičkih veličina. Zato je neophodno koristiti nelinearnu formu za član nelinearnog pojačanja kako bi se došlo do jedinstvenog rešenja. Modifikacija jednonivovskih jednačina prelaza sa linearnom i logaritamskom formom optičkog pojačanja i članom za nelinearno pojačanje u obliku $(1 + \varepsilon S)^{-p}$, $p = 1/2, 1$, primenom gornjih smena, omogućava formiranje jednačina prelaza koje uvek imaju jedinstveno rešenje za svako $I \geq 0$. To potvrđuje i SPICE simulacija izvedenog ekvivalentnog kola za takav modifikovani sistem jednačina prelaza. Ovo proučavanje je sprovedeno i na istovetnom sistemu dvonivovskih jednačina prelaza i potvrđena je korektnost u konvergenciji ka jedinstvenom rešenju.

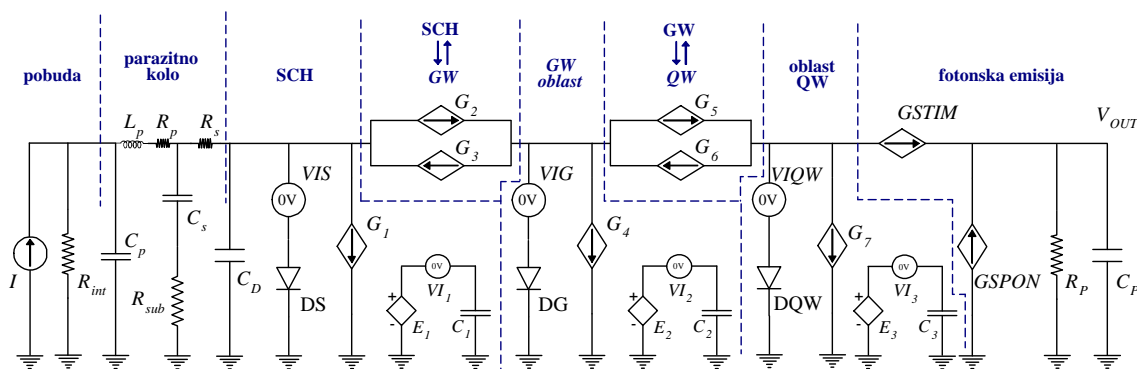
Nedostatak ovog modela je nepotrebna prilična složenost izvođenja, pre implementacije modela u vidu ekvivalentnog električnog kola, kad današnji simulatori za integrisana električna kola mogu obezbediti vrlo dobru parametarsku kontrolu konvergentnosti bez značajnog usporenja simulacionog postupka.

Dva rada u kojima se najdalje otišlo u implementaciji kompleksnijih sistema jednačina prelaza u vidu ekvivalentnog električnog kola su [86, 106]. U ovim radovima su formirana SPICE ekvivalentna električna kola lasera iz sistema trionivovskih jednačina prelaza.

U radu [106] je formiran SPICE model SQWL koji omogućava određivanje odziva

¹²U ovom radu je pokazano da simulacija DC linearizovanih jednačina prelaza, sa *Newton-Raphson*-ovom iteracionom tehnikom, ne konvergira uvek ka željenom rešenju sa pozitivnom snagom izlaznog optičkog zračenja. To je posledica činjenice da ova tehnika pati od efekata povezanih sa linearizacionim procesom, tako da rešenje jednačina može da "skače" između dva režima u kojima ono konvergira različitoj konačnoj vrednosti.

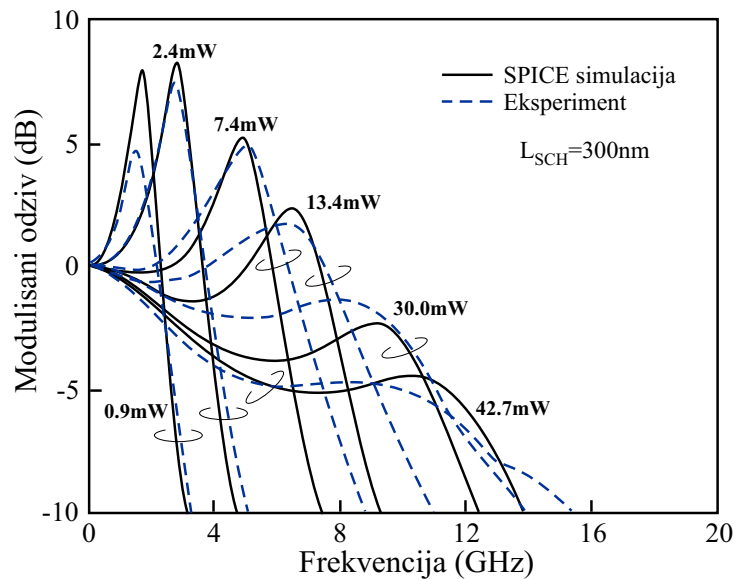
lasera na mali i veliki pobudni signal. Model uračunava uticaj pristupnih stanja, a verifikovan je poređenjem simuliranih rezultata sa merenim odzivima lasera na mali pobudni signal iz [75] i numeričkom analizom dobijenih rezultata za odziv lasera na veliki pobudni signal iz [79]. Razmatranje pristupnih stanja je vrlo važno s obzirom da transport nosilaca kroz SCH oblasti ima veliki uticaj na brzinu rada lasera naročito kod lasera sa širokim SCH oblastima. Polazeći od tronivovskih jednačina prelaza (2.9)-(2.12) pisanih po prostorno usrednjenom broju naelektrisanja ($Q_{S,G,QW} = eN_{S,G,QW}V_{SCH,QW}$) u različitim oblastima lasera, usvajajući da su rekombinacioni članovi $R_{S,QW}(N_{S,QW}) = \frac{N_{S,QW}}{\tau_{nS,nQW}}$ ($R_{r,QW}(N_{QW}) = R_{QW}(N_{QW})$) a optičko pojačanje lasera $g(N_{QW}, S) = \frac{g(N_{QW})}{\sqrt{1 + \varepsilon S}}$ ($G(N_{QW}) = A_0 + A_1 \ln(N_{QW}/cm^3) + A_2(\ln(N_{QW}/cm^3))^2$, A_0 , A_1 i A_2 su konstante koje zavise od vrste materijala i strukture lasera), izvedeno je ekvivalentno električno kolo SQWL. SPICE reprezentacija ekvivalentnog električnog kola prikazana je na slici 4.9. U gornjem ekvivalentnom



Slika 4.9. SPICE reprezentacija ekvivalentnog električnog kola zasnovana na tronivovskim jednačinama prelaza. Električni elementi označeni sa "G" su kontrolisani (zavisni) strujni izvori a elementi označeni sa "E" su kontrolisani naponski izvori [106].

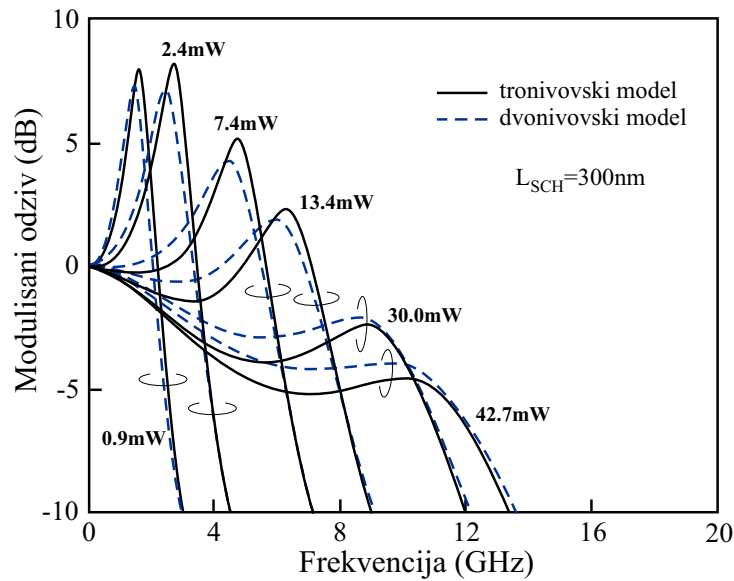
kolu su $I(VIS)$, $I(VIG)$ i $I(VIQW)$ spontane rekombinacione struje $\frac{Q_{S,G,QW}}{\tau_{nS,nQW}}$ u tri različite oblasti SQWL definisane diodama DS, DG i DQW, respektivno. Autor koristi diode kako bi izbegao probleme konvergentnosti koji se javljaju ako se samo koriste kontrolisani strujni izvori. Osnovne parametre dioda autor dobija fitovanjem zavisnosti struja dioda $Q_{S,G,QW}/\tau_{nS,nQW}$ u funkciji razlike odgovarajućih Fermi-jevih nivoa $\frac{E_{f(nS,nQW)} - E_{f(pS,pQW)}}{e}$ diodnom jednačinom. Idealni faktor za

sve diode je 2. U slučaju QW za to izračunavanje je neophodno koristiti 2×2 Luttinger-Khon-ov hamiltonijan. Ostali korišćeni elementi su $C_1 = \tau_{nS}$, $C_2 = \tau_{nG}$, $C_3 = \tau_{nQW}$, $G_1 = I(VI_1)$, $G_2 = \frac{\tau_{nS}}{\tau_D} I(VIS)$, $G_3 = \frac{\tau_{nG}}{\tau_G} I(VIG)$, $G_4 = I(VI_2)$, $G_5 = \frac{\tau_{nG}}{\tau_C} I(VIG)$, $G_6 = \frac{\tau_{nQW}}{\tau_E} I(VIQW)$, $G_7 = I(VI_3)$, $GSPON = \beta I(VIQW)$, $E_1 = I(VIS)$, $E_2 = I(VIG)$, $E_3 = I(VIQW)$, $GSTIM = \frac{e\Gamma\nu_G G(N_{QW})V_{OUT}}{\bar{p}\sqrt{1 + \frac{\varepsilon V_{OUT}}{\bar{p}}}}$ ($V_{OUT} = \bar{p}S$, $\bar{p} = \frac{1}{2}h\nu\nu_G \frac{1}{L_L} \ln \frac{1}{R}$), $R_P = \frac{\tau_P \bar{p}}{e}$ i $C_P = \frac{e}{\bar{p}}$. Izvedenom ekvivalentnom kolu je dodato i kolo koje modeluje parazitne efekte pobudnog strujnog izvora, pakovanja laserskog čipa i interne parazitne elemente lasera. Autori su parametre lasera korišćene za simulaciju preuzeli iz [75, 79]. Rezultati simulacija su prikazani na slikama 4.10. i 4.11. Prikazani su rezultati simulacije SQWL sa širokim SCH obla-



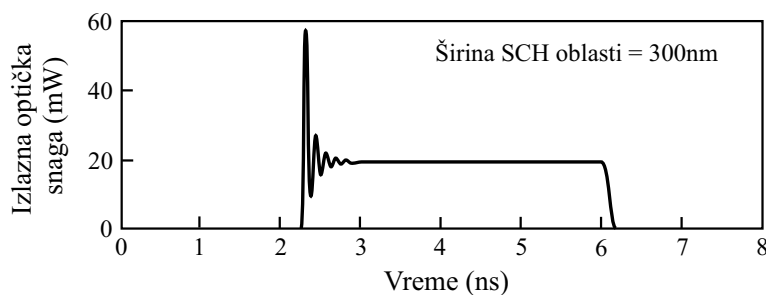
Slika 4.10. Poređenje simuliranih i izmerenih moduliranih odziva SQWL za širinu SCH oblasti od 300nm [106]. Izmereni rezultati su preuzeti iz [75].

stima, s obzirom da se za uže SCH oblasti rezultati još bolje slažu sa eksperimentom dok uopšte ne postoji razlika između rezultata dobijenih dvonivovskim i tronivovskim modelom. Sa slike 4.10. uočava se dosta dobro slaganje simuliranih rezultata sa eksperimentom, tj. simulirani rezultati prate sve relevantne karakteristike dobijene merenjima: 1) porast rezonantne frekvencije sa porastom izlazne snage lasera, 2) rezonantni pik prvo raste sa porastom izlazne snage a potom opada i širi se sa daljim



Slika 4.11. Poređenje simuliranih moduliranih odziva SQWL dobijenih dvonivovskim i tronivovskim modelom za širinu SCH oblasti od 300nm [106].

porastom izlazne snage, 3) granična učestanost monotono raste za SQWL sa uskim SCH oblastima a opada na visokim izlaznim snagama za SQWL sa širokim SCH oblastima, 4) uočljiv je izražen niskofrekventni *roll-off* u odzivu SQWL sa širokim SCH oblastima. Slika 4.11. pokazuje superiornost tronivovskog modela u odnosu na dvonivovski model. To se uočava iz preciznije simuliranog pika rezonantne učestanosti kao i niskofrekventnog *roll-off*-a. Uključenje pristupnih stanja omogućuje pravilnije modelovanje vrlo brzih procesa unutar laserske diode te se blago veće vrednosti rezonantne učestanosti i viši pikovi dobijaju korišćenjem tronivovskog modela. Na slici 4.12. je prikazan rezultat simulacije odziva lasera na veliki pobudni signal. Laser



Slika 4.12. Rezultati simulacije SQWL sa širinom SCH oblasti od 300nm u vremenskom domenu [106]. Strujni pobudni impuls startovao je u 2ns i imao vreme uspona od 0.1ns.

pokazuje kašnjenje od $\approx 0.5\text{ns}$ sa oscilovanjem odziva u trenutku startovanja dok se oscilovanje ne pojavljuje pri zaustavljanju lasera (Laser nije bio polarisan pre pobude strujnim impulsom.). Simulacija kašnjenja lasera dvonivovskim [79] i tronivovskim modelom daje iste rezultate pa se konstatuje da je uticaj pristupnih stanja u ovom slučaju zanemarljiv. U zaključku autori ističu da je:

- uključenje pristupnih stanja u analizi odziva SQWL sa širokim SCH oblastima vrlo važno;

- odziv SQWL na veliki pobudni signal direktno određen transportnim vremenima kroz SCH oblast i ne zavisi od uključanja pristupnih stanja u razmatranu analizu.

Jedina mana ovog prezentovanog modela je nerazmatranje detaljnog rekombinacionog člana u pojedinim oblastima laserske strukture sa posebnim uračunavanjem monomolekularne, bimolekularne i Auger-ove rekombinacije.

U radu [86] je izvršena SPICE simulacija $1.55\mu\text{m}$ MQWL. To je prva simulacija QWL sa izlaznim zračenjem na $1.55\mu\text{m}$. Autori su napravili lasersku diodu i merenjima na realnoj napravi tačno odredili sve potrebne parametre lasera koji su kasnije korišćeni u simulacijama postavljenog modela kako bi se ostvarilo poboljšanje statičkih i dinamičkih karakteristika MQWL. Uz pomoć SPICE optimizacije realizovan je InGaAsP/InP MQW *Fabry-Perot*-ov laser niske struje praga, visoke efikasnosti i granične učestanosti veće od 10GHz. Autori ekvivalentno električno kolo izvode iz potpunog skupa tronivovskih jednačina prelaza pisanih za MQW multimodni laser. Broj jednačina sistema zavisi od broja razmatranih QW i broja uračunatih svetlosnih modova. Ovaj sistem jednačina se razlikuje od do sada opisanih sistema samo po funkcionalnoj zavisnosti usvojenog optičkog pojačanja. Za optičko pojačanje korišćena je zavisnost $G(N_{QW(j)}) = G_0 \left(1 + \ln \frac{N_{QW(j)}}{N_0} \right)$, j je redni broj QW. Na osnovu ovakvog sistema jednačina (koji je potpun bez ikakvih usvojenih aproksimacija) autori formiraju ekvivalentno kolo koje je sastavljeno iz potkola predstavljenih u pojednostavljenoj formi. To je i osnovna mana celog modela. Ekvivalentno kolo nema ključne pasivne elemente, diode (bar jednu), niti su rekombinacioni procesi u odgovarajućim oblastima pravilno modelovani. Čini se da predstavljeno ekvivalentno kolo ne dotiče suštinu svih relevantnih fizičkih procesa koji postoje u laserskoj diodi i koji su

opisani u razmatranom sistemu jednačina prelaza. Autori ističu da njihov simulator omogućava izvršenje dva osnovna zadatka: 1) sprovodi analizu ponašanja naprave, pronalazeći osnovna ograničenja u statičkim i dinamičkim karakteristikama naprave i 2) omogućava da se predvide glavne neophodne promene laserske strukture s ciljem poboljšanja performansi lasera. Uz pomoć formiranog simulatora autori su uspeali da povećanjem širine trakastog kontakta na površini laserskog čipa (što je predvideo simulator) ostvare laser sa duplo manjom strujom praga (sa 20mA struja praga oborena na 10mA), poboljšane linearnosti L-I krive i povećane granične učestanosti (11GHz sa strujom polarizacije od 100mA).

Sve opisane analize u ovom delu ističu veliki značaj modelovanja lasera preko ekvivalentnog električnog kola. Da bi se obezbedila što efikasnija, tačnija i obuhvatnija analiza QWL neophodno je laser modelovati "dovoljno složenim" modelom, koji obuhvata sve relevantne fizičke procese (tronivovski sistem jednačina prelaza, posebno značajan za analizu brzinskih karakteristika lasera) a istovremeno ne kviri efikasnost i brzinu simulacionog postupka. Na takav način će se dobiti odličan CAD instrument koji će omogućiti i običnim inženjerima dizajnerima da vrlo brzo i kvalitetno obave optimizaciju laserske kvantne naprave i celog optoelektronskog kola.

Deo IV

Kompletan model zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza

U ovom delu je dat prikaz novog kompletnog modela poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom. Model je zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza opisanim u odeljku 2.3.3. pri čemu obuhvata i efekat struje curenja. Posebna pažnja se posvećuje opisu ovog efekta, njegovoj važnosti i neophodnoj inkorporaciji u razmatrani model, kako bi on bio podesan za analizu ultra-brzih odziva poluprovodničkih lasera sa kvantnim jamama. Potom je opisan kompletan sistem proširenih tronivovskih jednačina prelaza koje čine kompletan model (KM). Ovaj sistem jednačina predstavlja nadogradnju postojećih sistema jednačina prelaza, koje se susreću u literaturi. Na kraju se prikazuje kompletno ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom, izvedeno iz postavljenog kompletnog sistema proširenih tronivovskih jednačina prelaza. Ovo ekvivalentno kolo poseduje i dodatnu granu koja reprezentuje drugu SCH oblast i u takvoj formi do sad nije viđeno u literaturi.

Zbog sve većih potreba za prenosom što veće količine podataka, neophodno je u optičkom komunikacionom lancu imati ultra-brze optoelektronske komponente. To se pre svega odnosi na laserske predajnike od kojih dalje zavisi kapacitet cele komunikacione veze. Iz tog razloga cilj autora u ovom radu je bio da se formira efikasan model pomoću koga će biti moguća adekvatna sveobuhvatana analiza i optimizacija ultra-brzih odziva laserskih dioda. Kako ključnu ulogu kod ovakvih odziva igraju pristupna stanja, to je neophodno pravilno analizirati sve prelazne procese koji su povezani sa ovim stanjima pa i curenje nosilaca u drugu SCH oblast, koje se najčešće zanemaruje u dosad sprovedenim analizama. Formiranje modela za željenu analizu koji se temelji na pristupnim stanjima a inkorporira efekat struje curenja, neminovno uslovljava formiranje proširenog modela, koji mora biti zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza. Sledeći heuristički način razmatranja fizičkih procesa, opisan u odeljku 2.3., dolazi se do proširenog sistema jednačina prelaza koji će biti prezentovan u delu 6. Drugi cilj autora je bio da se analiza kvantne laserske diode takvim modelom sprovede na što je moguće jednostavniji i efikasniji način koji bi bio dostupan većini razvojnih inženjera koji se bave tom problematikom, iako ne poznaju suštinu fizike procesa koji se odvijaju u kvantnoj napravi. Iz tog razloga logičan izbor je bio formiranje adekvatnog ekvivalentnog električnog kola i njegova analiza robusnim "dokazanim" alatima, o čemu će biti reči u delu V. Formirano kompletno ekvivalentno električno kolo u tom smislu predstavlja nadgradnju sličnih ekvivalentnih kola do sad viđenih u literaturi.

Posle objašnjenja struje curenja i isticanja značaja njenog uticaja u delu 5., definisan je kompletan sistem proširenih jednačina prelaza u delu 6., a na kraju izvedeno odgovarajuće ekvivalentno električno kolo SQWL u delu 7.

5. Efekat struje curenja

Idealni radni uslovi QWL podrazumevaju da svi injektovani nosioci budu zahvaćeni QW. Na taj način bi se postigla najveća efikasnost QWL jer bi sva injektovana struja (*input current*) direktno generisala izlazno zračenje (*output optical radiation*), posredstvom radijativne rekombinacije. Međutim, neizbežno je razmatranje i neradijativne rekombinacije, koja uvek postoji jer je osobina samog poluprovodničkog materijala, kao i injekcije nosilaca u SCH oblasti i *cladding* oblasti QWL. Od svih mehanizama koji uslovljavaju neidealne radne uslove, dva su najizraženija [31]: 1) neradijativni prelazi koji uključuju površinsku rekombinaciju, rekombinaciju preko defekata u kristalnoj strukturi i Auger-ovu rekombinaciju; 2) "curenje" nosilaca iznad QW u kontinuum *bulk-like* stanja uključujući značajan doprinos rasipanja nosilaca u barijerne slojeve QW i eventualno *cladding* slojeve, što može da izazove rekombinaciju nosilaca iz viših indirektnih dolina provodne zone (L i X). Prvi mehanizam - neradijativna rekombinacija se u većini analiza QWL uzima u obzir (zanemaruje se u celosti ili delimično gde za to postoje opravdani razlozi) preko odgovarajućih članova u jednačinama prelaza o čemu je bilo reči u odeljku 1.2. Međutim drugi mehanizam - struja curenja (*leakage current*) se skoro uvek zanemaruje usvajajući takve radne uslove u kojima je ona minimalna.

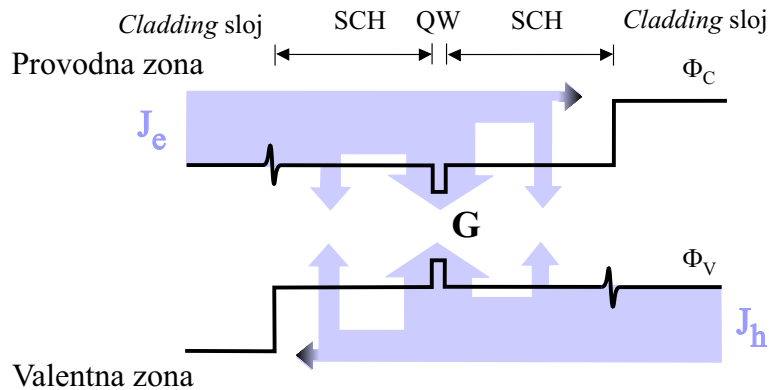
Da bi došlo do izraženog curenja nosilaca, oni moraju okupirati više energetske nivoe u celokupnoj strukturi QWL. To se događa pri visokim injekcionim nivoima lasera. Poznato je međutim, da se niska struja praga i koristan uticaj visokog diferencijalnog pojačanja postižu pri nižim injekcionim nivoima, te je stoga izražena težnja da se minimizira okupiranost viših energetskih stanja, uključujući i stanja u X i L dolinama provodne zone iznad QW kao i rasplinjavanje nosilaca (*spillover*) u barijerne i *cladding* slojeve. Ukoliko se izabere radni režim QWL sa niskim injekcionim strujama bliskim struji praga lasera onda je uticaj struje curenja zanemarljiv

i ona se ne mora razmatrati. To je najčešći slučaj postojećih analiza QWL, do sada prezentovanih u literaturi. Međutim ukoliko se želi sveobuhvatna analiza QWL, koja uključuje i analizu odziva na različit digitalan pobudni signal QWL, što je od velikog značaja za optičke komunikacije, neminovno je razmatranje i struje curenja s obzirom da visina digitalnog impulsa može višestruko prevazići struju praga i usloviti visoko injkcionu radni režim QWL. U daljem tekstu će se veća pažnja posvetiti objašnjenju fizike procesa koji su povezani sa strujom curenja nosilaca.

Na osnovu gore rečenog uočava se da, ukoliko je injkciona efikasnost lasera veća, onda je struja curenja manja, s obzirom da injkciona efikasnost karakteriše pravilnu iskorišćenost injektovanih nosilaca. Cilj svakog dizajnera je minimizacija struje curenja odnosno maksimizacija injkcionu efikasnosti, čime se postiže minimalna struja praga. Velika injkciona efikasnost se postiže ako svaka QW u QWL efikasno "usisava" nosioce, tj. ako je vreme zahvata u kvantnoj aktivnoj oblasti što je moguće manje. Na osnovu ovoga, prateći zaključke iznete u odeljku 2.2.2., mogu se postaviti neophodni uslovi koji minimiziraju struju curenja. Međutim dizajn QWL nije moguće uvek povinovati tim uslovima. Tako npr. u radovima [69, 112] se ističe teškoća u minimizaciji struje praga laserskih dioda, koje emituju zračenje u vidljivom delu spektra. Da bi se postigla emisija kraćih talasnih dužina (manjih od 630nm), neophodno je u kvaternarnoj leguri AlGaInP povećati koncentraciju Al u aktivnoj oblasti što uzrokuje smanjenje heterobarijere, povećavajući struju curenja (smanjujući injkcionu efikasnost) i tako rezultujući u porastu struje praga lasera. Ovo znači da je rad laserskih dioda u vidljivom delu spektra praćen značajnim strujama curenja (radni režim sa "dovoljno" visokim injkcionim gustinama nosilaca) i njihov uticaj prilikom analize takvih lasera ne sme biti zanemaren. Konkretno zapažanje je izneto u radu [85] u kome je prednost u dizajnu data napregnutim poluprovodničkim strukturama, jer one omogućavaju da se promenom sastava barijerne oblasti menja visina heterobarijere čime se smanjuje struja curenja. Sem toga karakteristike napregnutih QWL se poboljšavaju jer se povećava diferencijalno pojačanje, smanjenjem gustine stanja u QW, a povećava se i polarizaciona selektivnost napregnutih slojeva.

Konkretni proračuni injkcionu strujne efikasnosti u SCH QWL su dati u [41,

42]. U ovim radovima je istim postupkom analizirana injekciona strujna efikasnost i uticaj vremena zahvata nosilaca na ovu efikasnost *step*-SCH, paraboličnih-GRINSCH i linearnih-GRINSCH struktura. Strujna injekciona efikasnost je definisana kao odnos struje u aktivnoj oblasti sa totalnom strujom i označena je kao jedan od najvažnijih parametara za QWL, a još važniji za QWRL i QDL. Strujna injekciona efikasnost je određena uglavnom sa dva faktora: 1) odnosom brzine relaksacije (zahvata) elektrona u QW sa brzinom njihove rekombinacije pre zahvata; 2) odnosom brzine rekombinacije elektrona u QW sa brzinom rekombinacije u drugim nekonfinirajućim slojevima. Kako je vreme zahvata nosilaca u QW (< 10 ps; videti 2.2.2.) mnogo manje od vremena rekombinacije nosilaca (1-10ns), javlja se približno ravnotežna raspodela nosilaca, te je injekciona efikasnost uglavnom određena sa 2). Faktor 1) je od značaja kod QWRL i QDL. Proračun je sproveden korišćenjem drift-difuzione jednačine i jednačine kontinuiteta za elektrone i šupljine kao i *Poisson*-ove jednačine za provodnu i valentnu zonu. Korišćen je šematski prikaz strujne injekcije u SCH QW strukturu, prikazan na slici 5.1. Za izračunavanje strujne injekcione efikasnosti SQWL je korišćen izraz



Slika 5.1. Šematski prikaz strujne injekcije u SCH QW strukturu [41].

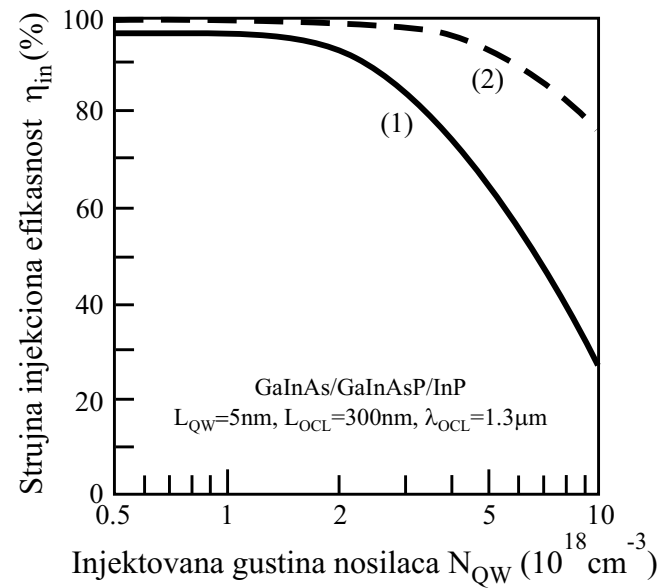
$$\eta_{in} = \frac{J_{sp} + J_{st}}{J_{tot}} \quad , \quad (5.1)$$

dok je u slučaju MQWL korišćen izraz

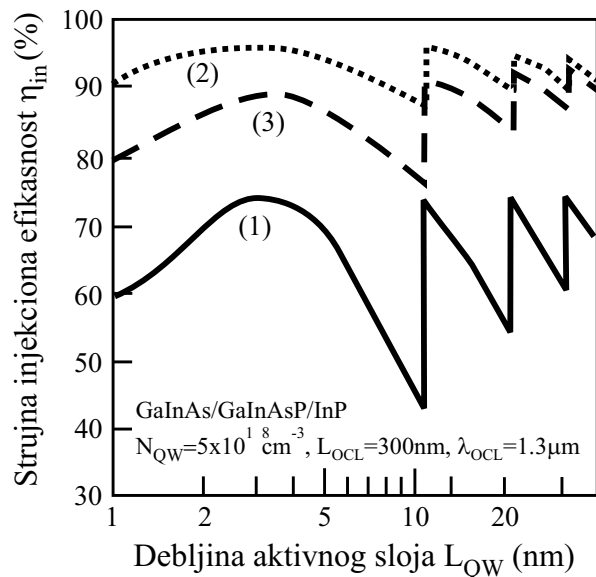
$$\eta_{in}(N_{NQW}) \approx \frac{N_{NQW} \eta_{in}(1)}{(N_{NQW} - 1) \eta_{in}(1) + 1} \quad . \quad (5.2)$$

Analizirane strukture su sastavljene od InGaAs aktivnog sloja, InGaAsP SCH oblasti i InP *cladding* oblasti. Ukupna debljina optičkih konfinirajućih slojeva (SCH oblasti + QW) je 300nm, a talasna dužina koja odgovara energetskom procepu SCH oblasti $1.3\mu\text{m}$. Dobijeni rezultati su prikazani na slici 5.2. Na slici 5.2.a) prikazana zavisnost strujne injeksione efikasnosti u funkciji injektovane gustine nosilaca u aktivnoj oblasti debljine 5nm pokazuje opadajući karakter. Opadanje je izraženije u slučaju *step*-SCH strukture, a znatno slabije za linearnu-GRINSCH strukturu. Takođe je i vrednost injeksione efikasnosti i do 50% veća za linearnu-GRINSCH strukturu pri većim vrednostima injektovane gustine nosilaca u aktivnoj oblasti (oko 10^{19}cm^{-3}). Ovo je posledica porasta kvazi-*Fermi*-jevog nivoa u aktivnoj oblasti zbog čega se povećava struja curenja (veće rasipanje nosilaca u barijerne slojeve jer se praktično smanjuje efektivna visina potencijalne barijere za injektovane nosioce u QW). Slika 5.2.b) pokazuje zavisnost strujne injeksione efikasnosti za linearnu-GRINSCH, paraboličnu-GRINSCH i *step*-SCH strukturu u funkciji debljine aktivne oblasti. Gustina nosilaca u aktivnoj oblasti je $5 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$. Sa slike je vidljivo da kad se struktura menja od *step*-SCH ka linearnoj-GRINSCH, strujna injeksiona efikasnost postaje veća. To je zato što je rekombinaciona struja u konfinirajućim slojevima (zbog specifičnog gradiranja slojeva) linearne-GRINSCH strukture manja u odnosu na ostale strukture, pa je samim tim strujna injeksiona efikasnost veća. *Stepwise* profil prikazanih zavisnosti je posledica kvantizovanih stanja nosilaca u aktivnoj oblasti; slično kao što se dobija za vreme zahvata nosilaca u funkciji debljine QW. Što je jama šira postoji više diskretnih energetskih nivoa pa se diskontinuitet na krivim češće pojavljuje. Ako je barijera QW viša, kvazi-*Fermi*-jevi nivoi su pomereni dublje u jamu usled čega se smanjuje struja curenja i povećava strujna injeksiona efikasnost a diskontinuiteti na *stepwise* krivoj postaju manji. Ovo znači da struktura koja ima bolju konfiniranost injektovanih nosilaca u aktivnoj oblasti, ima veću injeksionu efikasnost. To je prema gornjim rezultatima slučaj za linearnu-GRINSCH strukturu u kojoj je aktivna oblast izgrađena od poluprovodničkog materijala većeg energetskog procepa.

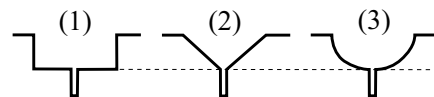
Kao zaključak se izvodi da je **strujna injeksiona efikasnost veća, tj. struja curenja manja, pri nižim gustinama injektovanih nosilaca i dubljim**



a)



b)



Slika 5.2. Strujna injekciona efikasnost η_{in} za različite tipove SCH struktura u funkciji a) injektovane gustine nosilaca u aktivnoj oblasti N_{QW} (opadajuća zavisnost) i b) debljine aktivnog sloja L_{QW} (stepwise profil) [41].

QW i može biti poboljšana formiranjem strukture sa napregnutim poluprovodničkim slojevima. Na kraju još da naglasimo da je kod *bulk* lasera dobra konfiniranost nosilaca (veća injekciona efikasnost) uglavnom zavisna od ma-

terijalne strukture lasera, dok je kod QWL konfiniranost zavisna i od geometrijske strukture lasera [101]. Ako se želi visoka efikasnost, neophodna je dobra konfiniranost 2D nosilaca u QW tj. više barijere, a ako se pak želi visoko koherentan izlazni snop, neophodna je uparenost između QW u MQWL koja se postiže većom koncentracijom 3D nosilaca tj. nižim barijerama. Ovo samo govori da ne postoji optimalna struktura QWL već da je optimizacija strukture zavisna od same primene QWL. To pak znači da se za kvalitetnu analizu QWL mora u obzir uzimati i struja curenja bila ona značajna ili ne.

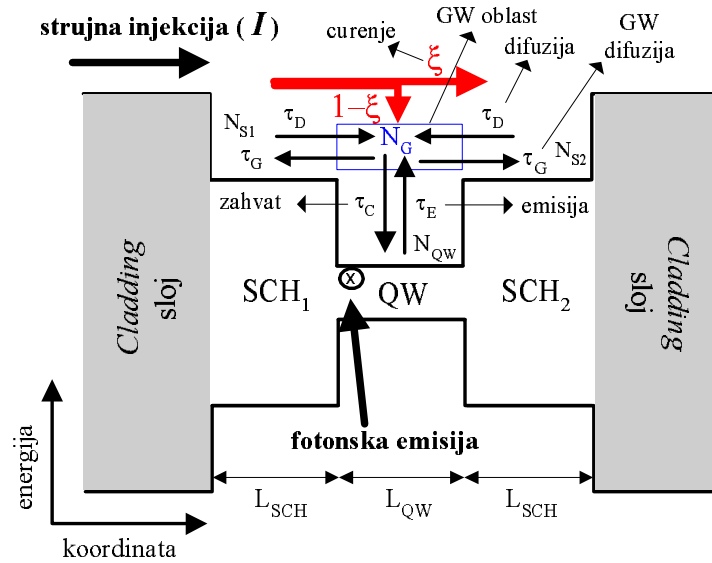
6. Kompletan sistem proširenih jednačina prelaza

Sve dosadašnje analize odziva QWL, bazirane na jednačinama prelaza, koristile su dvonivovske ili tronivovske jednačine prelaza zanemarujući efekte struje curenja. To znači da se smatralo da svi injektovani nosioci u odgovarajuće konfinirajuće oblasti (elektroni u levu SCH oblast, a šupljine u desnu SCH oblast; videti sliku 5.1.) ne prelaze u drugu konfinirajuću oblast nego se ili u njoj rekombinuju ili bivaju zahvaćeni QW. Pri tome se u kompleksnijim analizama razmatra potpuni energetski transport tj. i zahvat i emisija iz QW. Takve analize odziva korišćenjem dvonivovskih jednačina prelaza su sprovedene u [74, 75], dok su u [66, 106] korišćene tronivovske jednačine prelaza. Jedini rad u kome se prilikom analize odziva spominje značaj struje curenja je [79]. U tom radu je čak postavljen sistem dvonivovskih jednačina prelaza sa inkorporiranim uticajem struje curenja, ali u analizama nije razmatran taj uticaj.

U ovom delu se proširuju postojeći modeli i po prvi put se definiše kompletan sistem proširenih tronivovskih jednačina prelaza u kome su pored standardnih fizičkih procesa ugrađeni i uticaj pristupnih stanja kao i efekat struje curenja. Prvo ćemo opisati sve fizičke procese koji su obuhvaćeni kompletnim sistemom proširenih jednačina prelaza.

Oni su prikazani na slici 6.1. Razmatrani model uključuje:

- difuziju nosilaca iz obe SCH oblasti u pristupna stanja i obratno;
- curenje nosilaca iznad QW;



Slika 6.1. Šematski prikaz razmatranih fizičkih procesa u SQWL [62].

- zahvat u i emisiju nosilaca iz QW, tj. razmenu 2D nosilaca iz QW sa 3D nosiocima iz pristupnih stanja;
- sve tipove rekombinacionih procesa (monomolekularnu, bimolekularnu i Auger-ovu rekombinaciju);
- nelinearnost pojačanja (nelinearno pojačanje i nelinearnu zavisnost optičkog pojačanja) i ako je neophodno
- parazitne efekte vezivnih elemenata u kolu u kome se nalazi laserski čip.

Polazeći od jednačina prelaza datih u [66, 79] i uključujući sve gore pomenute fizičke procese, heurističkim načinom rezonovanja dolazi se do potpunog sistema proširenih tronivovskih jednačina prelaza (6.1)-(6.5). Ovaj sistem proširenih jednačina prelaza sadrži pet jednačina prelaza i dve jednačine koje definišu: brzinu rekombinacije nosilaca u odgovarajućoj oblasti laserske strukture i logaritamsku zavisnost nelinearnosti optičkog pojačanja. Prve četiri jednačine prelaza opisuju transportne procese nosilaca unutar laserske diode a peta jednačina predstavlja jednačinu prelaza fotona. Prve dve jednačine prelaza opisuju razmenu nosilaca između leve i desne SCH oblasti međusobno i sa nosiocima iz pristupnih stanja. One imaju potpuno isti oblik (sa izmenjenim indeksima) samo što prva jednačina sadrži i član koji je posledica injektovane struje nosilaca. Treća jednačina definiše dinamiku nosilaca u pristupnim stanjima

$$\frac{dN_{S1}}{dt} = \frac{I}{qV_S} - \frac{N_{S1}}{\tau_D} + \frac{N_G V_{QW}}{2\tau_G V_S} - R_S(N_{S1}) + \xi \frac{N_{S2}}{\tau_D} \quad (6.1)$$

$$\frac{dN_{S2}}{dt} = -\frac{N_{S2}}{\tau_D} + \frac{N_G V_{QW}}{2\tau_G V_S} - R_S(N_{S2}) + \xi \frac{N_{S1}}{\tau_D} \quad (6.2)$$

$$\frac{dN_G}{dt} = (1 - \xi) \frac{N_{S1} + N_{S2}}{\tau_D} \frac{V_S}{V_{QW}} - \frac{N_G}{\tau_C} + \frac{N_{QW}}{\tau_E} - R_{QW}(N_G) - \frac{N_G}{\tau_G} \quad (6.3)$$

$$\frac{dN_{QW}}{dt} = \frac{N_G}{\tau_C} - \frac{N_{QW}}{\tau_E} - R_{QW}(N_{QW}) - g(N_{QW})(1 - \varepsilon S)S \quad (6.4)$$

$$\frac{dS}{dt} = \Gamma g(N_{QW})(1 - \varepsilon S)S - \frac{S}{\tau_P} + \Gamma \beta B_{QW} N_{QW}^2 \quad (6.5)$$

$$R_{S,QW}(N) = A_{S,QW}N + B_{S,QW}N^2 + C_{S,QW}N^3$$

$$g(N) = \nu_G G_0 \ln \left(\frac{A_{QW}N + B_{QW}N^2 + C_{QW}N^3}{A_{QW}N_0 + B_{QW}N_0^2 + C_{QW}N_0^3} \right).$$

i od posebnog značaja je za ultra-brze transportne procese. Četvrta jednačina opisuje dinamiku konfiniranih nosilaca unutar QW koji su odgovorni za generaciju izlaznog stimulisano optičkog zračenja. Koncentracije nosilaca u gornjim jednačinama prelaza su računane po zapremini oblasti u kojoj se oni nalaze. Ukratko prikazana dinamika fizičkih procesa može se opisati na sledeći način:

- (6.1) prva jednačina - koncentracija nosilaca u levoj SCH oblasti se povećava usled injekcije nosilaca u konfinirajuću oblast, difuzije nosilaca iz pristupnih stanja u levu SCH oblast i curenja nosilaca iz desne u levu SCH oblast, a smanjuje usled difuzije nosilaca iz leve SCH oblasti u pristupna stanja i rekombinacije nosilaca u toj oblasti;
- (6.2) druga jednačina - koncentracija nosilaca u desnoj SCH oblasti se povećava usled difuzije nosilaca iz pristupnih stanja u desnu SCH oblast i curenja nosilaca iz leve u desnu SCH oblast, a smanjuje usled difuzije nosilaca iz desne SCH oblasti u pristupna stanja i rekombinacije nosilaca u toj oblasti;
- (6.3) treća jednačina - koncentracija nosilaca u pristupnim stanjima se povećava usled difuzije nosilaca iz leve i desne SCH oblasti u pristupna stanja i emisije 2D nosilaca iz

QW u pristupna stanja, a smanjuje usled difuzije nosilaca iz pristupnih stanja u levu i desnu SCH oblast, zahvata nosilaca iz pristupnih stanja u konfinirana stanja unutar QW i rekombinacije nosilaca u tim stanjima;

(6.4) četvrta jednačina - koncentracija nosilaca u QW se povećava samo usled zahvata nosilaca iz pristupnih stanja u konfinirana stanja unutar QW, a smanjuje usled emisije 2D nosilaca iz QW u pristupna stanja, rekombinacije nosilaca u QW i stimulisane rekombinacije 2D nosilaca kad se postigne inverzna populacija;

(6.5) peta jednačina - gustina fotonskog zračenja je emitovano novonastalo stimulisano zračenje (optički konfinirana stimulisana rekombinacija) kome je pridodato radijativno spontano zračenje umanjeno za gubitak fotona usled apsorpcije tokom prostiranja laserskog snopa.

Definisani sistem proširenih tronivovskih jednačina prelaza (6.1)-(6.5) predstavlja osnovu kompletnog modela korišćenog u ovom radu. Iz njega se izvodi ekvivalentni sistem strujnih jednačina na osnovu koga se konstruiše ekvivalentno električno kolo.

7. Kompletano ekvivalentno električno kolo

Potpuno istovetnim načinom izvođenja kao u odeljku 2.4. dolazi se do kompletnog ekvivalentnog električnog kola SQWL. Polazeći od kompletnog sistema proširenih jednačina prelaza (6.1)-(6.5) izvodi se ekvivalentni sistem strujnih jednačina¹³ (Prilog B.1)-(Prilog B.6):

$$\begin{aligned}
 I &= kI_{S1} + ka_S I_{S1} + kb_S I_{S1}^2 + kc_S I_{S1}^3 + k\tau_D \frac{dI_{S1}}{dt} - k\xi I_{S2} - \frac{I_G}{2a_N} \\
 kI_{S2} &= -ka_S I_{S2} - kb_S I_{S2}^2 - kc_S I_{S2}^3 - k\tau_D \frac{dI_{S2}}{dt} + k\xi I_{S1} + \frac{I_G}{2a_N} \\
 k(1 - \xi)(I_{S1} + I_{S2}) &= \\
 &= \frac{\tau_G I_G}{\tau_C a_N} - \frac{\tau_G I_N}{\tau_E a_N} + C_D \frac{dV_{jG}}{dt} + I_G + b_N I_G^2 + c_N I_G^3 + \frac{1}{A_{QW}} \frac{dI_G}{dt} + \frac{I_G}{a_N}
 \end{aligned}$$

¹³Ovo izvođenje je dato u dodatku Prilog B.

$$\frac{\tau_G I_G}{\tau_C a_N} - \frac{\tau_G I_N}{\tau_E a_N} = I_N + b_N I_N^2 + c_N I_N^3 + \frac{1}{A_{QW}} \frac{dI_N}{dt} + G(I_N)(1 - \varepsilon_N S_N) S_N$$

$$G(I_N)(1 - \varepsilon_N S_N) S_N + \beta b_N I_N^2 = C_P \frac{dS_N}{dt} + \frac{S_N}{R_P}$$

$$V_{jG} = R_G I_G + V_T \ln\left(\frac{I_G}{I_{01}^G} + 1\right) + V_T \ln\left(\frac{I_G}{I_{02}^G} + 1\right), \quad V_T = \frac{kT}{q}$$

$$C_D = C_0 \left(1 - \frac{V_{jG}}{V_D}\right)^{-1/2}.$$

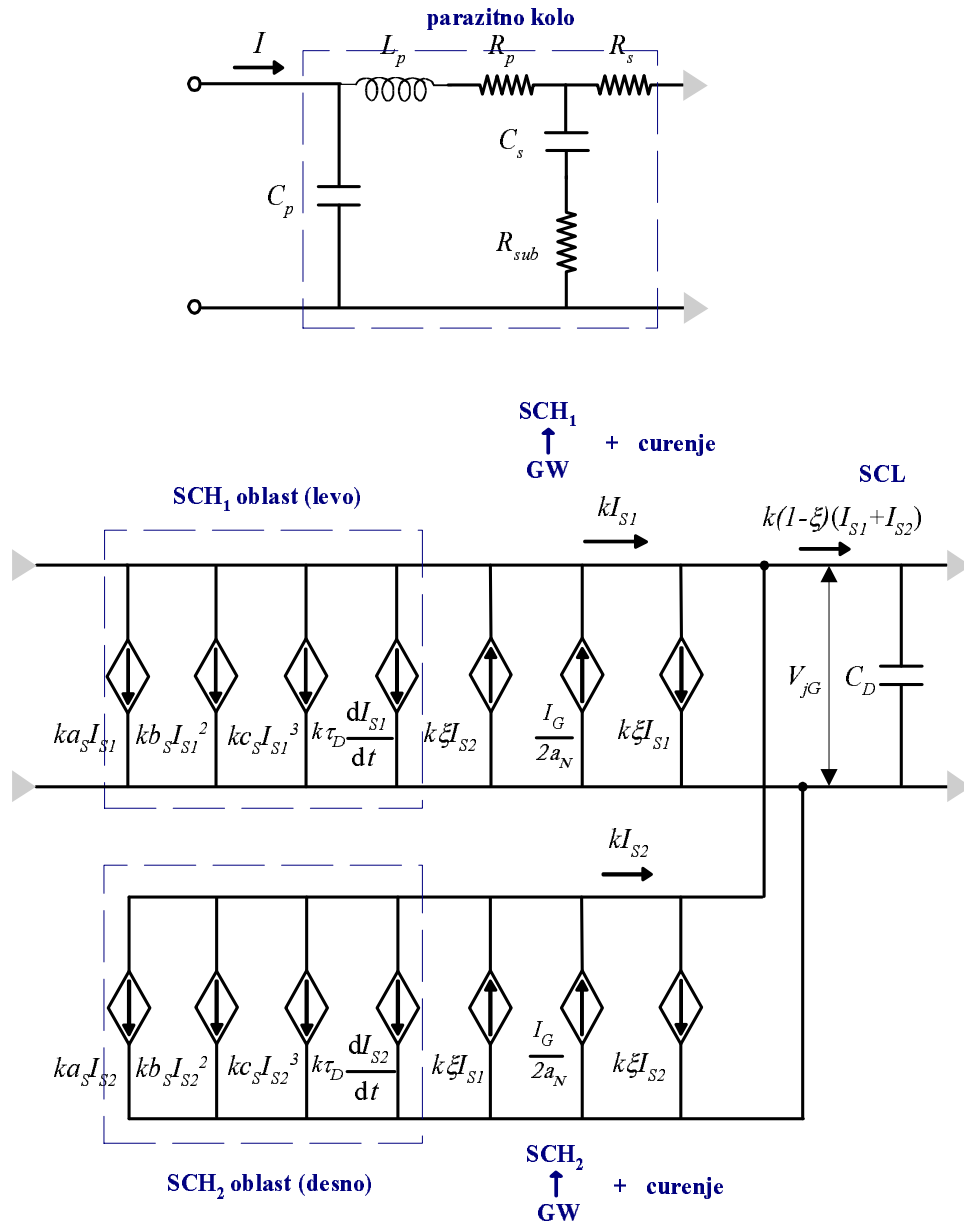
Na osnovu ovog sistema formira se ekvivalentno električno kolo koje predstavlja ekvivalentnu električnu reprezentaciju razmatranog SQWL. Prvih pet jednačina predstavljaju jednačine pisane po prvom a šesta po drugom *Kirchhoff*-ovom zakonu. Kompletan ekvivalentno električno kolo SQWL je prikazano na slikama 7.1. i 7.2.¹⁴

Dobijeno ekvivalentno električno kolo sastoji se od šest gradivnih blokova, tj. potkola. Osnovna potkola čine kola koja reprezentuju levu i desnu SCH oblast, pristupna stanja unutar QW, tj. GW oblast, i vezana stanja unutar QW, tj. samu QW. Postoje još i potkolo koje reprezentuje fotonsku emisiju i opcionalno dodato parazitno potkolo vezivnih elemenata¹⁵. Pored ovih osnovnih gradivnih blokova razlikuju se i vezivni blokovi: SCH₁ ← GW i SCH₂ ← GW potkolo zajedno sa inkorporiranim efektom struje curenja i GW → SCH_{1,2} potkolo - obezbeđuju vezu između SCH oblasti i pristupnih stanja unutar QW, SCL (*Space Charge Layer*) potkolo - potkolo koje čini kapacitivnost oblasti prostornog naelektrisanja, GW ⇌ QW potkolo - obezbeđuje vezu između pristupnih i vezanih stanja unutar QW i *lasing* potkolo - definiše optičko pojačanje i početak emisije laserskog zračenja.

Sa šeme ekvivalentnog kola se vidi da je osnovni električni element strujno zavisni strujni izvor koji dominira celim električnim kolom. Ističu se i osnovne grane *gateway* i QW potkola koje su sastavljene od otpornika i dioda. Ove grane obezbeđuju osnovnu

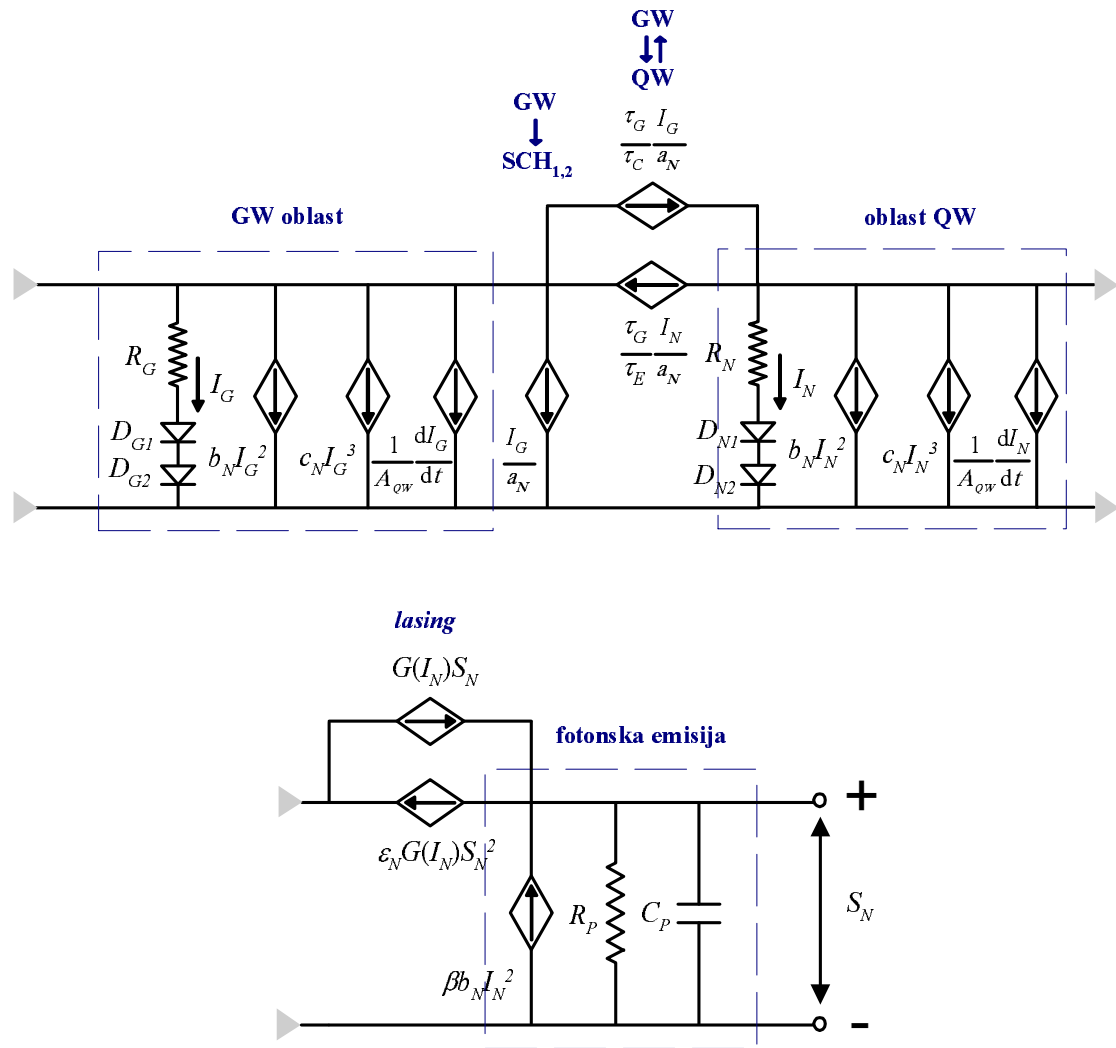
¹⁴Uvećan kompaktan oblik kompletnog ekvivalentnog električnog kola SQWL je priložen u dodatku Prilog D.

¹⁵Ovo potkolo je značajno kad se analizira odziv SQWL na mali pobudni signal jer dodatno obara graničnu učestanost lasera. Iz tog razloga njegova inkorporacija pri analizi frekventnog odziva lasera je od posebne važnosti.



Slika 7.1. Kompletno ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom - I deo.

spregu između napona i struja u kolu i time omogućavaju da kolo bude električki samosaglasno. Pasivni elementi su otpornici i kondenzatori, a samo opciono parazitno kolo sadrži (radi sveobuhvatnosti) i induktivnost. Ovakvo kompleksno ekvivalentno električno kolo omogućava sveobuhvatnu analizu odziva SQWL i do sada nije viđeno u literaturi. Sadrži dodatno potkolo koje reprezentuje drugu (desnu) SCH oblast i detaljno razrađuje svako potkolo koje ulazi u njegov sastav. Ono omogućava da



Slika 7.2. Kompletno ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom - II deo.

se izvrši analiza odziva SQWL i u frekventnom i u vremenskom domenu, kao i da se odredi L-I kriva razmatranog SQWL. Sva izračunavanja i detaljna analiza odziva SQWL će biti sprovedeni u delu 10.

Deo V

Rezultati SPICE simulacija kompletnog modela

U ovom delu je prikazana analiza SQWL kompletnim modelom opisanim u delu IV. Analiza je obavljena pomoću SPICE programskog paketa kojim se simulira izvedeno kompletno ekvivalentno električno kolo SQWL. Iz tog razloga se prvo opisuje struktura SPICE-a, njegove osnovne karakteristike, kao i postojanost algoritma koga SPICE koristi u numeričkim proračunima. Zatim je definisan konkretan SQWL sa tačno specificiranim parametrima koji se koriste u sprovedenim simulacijama. Izbor parametara je posebno obrazložen. Definisani su stalni parametri koji su konstantni u toku simulacija i promenljivi parametri čije vrednosti se menjaju u toku simulacija. Konkretni rezultati dobijeni SPICE simulacijama su prikazani na kraju ovog dela. Sprovedene su DC, AC i Tran analiza. Dat je niz karakterističnih rezultata i mnoštvo odgovarajućih grafikona. Određene su struja praga i granična učestanost SQWL, kao i vremenski oblik odziva na digitalni pobudni signal. Obavljena je kompletna analiza odziva SQWL.

Opisani kompletni model SQWL zahteva formiranje efikasnog aparata pomoću koga će se analizirati rad SQWL. Konkretnije rečeno neophodna je pravilna programska implementacija izvedenog kompletnog ekvivalentnog električnog kola a potom simulacija konkretno definisane laserske naprave. To je i zadatak koji autor rešava u ovom delu.

Zbog svestranosti (obavlja analize u različitim domenima), sveobuhvatnosti (analizira i nelinearna električna kola) i opšte prihvaćenosti (najčešće korišćen programski alat za analizu električnih kola) SPICE-a kao efikasnog instrumenta za analizu električnih kola, autor se opredelio da i u ovom radu koristi SPICE kao programski aparat za analizu izvedenog kompletnog ekvivalentnog električnog kola. Poseban problem predstavlja programska implementacija izvedenog električnog kola; i to izbor parametara laserske strukture, koji će se koristiti u toku simulacije, i rešavanje problema konvergentnosti napisanog SPICE algoritma za izvedeno električno kolo. Izbor parametara je pažljivo obavljen i to je detaljno opisano u delu 9. Vođeno je računa da se parametri biraju za napravu koja fizički posmatrano ima najbrži odziv tj. najveću graničnu učestanost, te stoga bude i najpoželjnija za primene u optičkim komunikacijama. Konvergentnost i stabilnost SPICE algoritma su razmatrani u odeljku 8.2. gde su opisane i programske opcije, pomoću kojih je moguće izbeći nekonvergentnost SPICE programa. Takođe su opisane i ostale osnovne karakteristike SPICE-a. SQWL je simuliran napisanim, prethodno "dovoljno" proverenim, SPICE programom za različite vrednosti odabranih parametara laserske strukture. Menjani su oni parametri koji najviše utiču na brzinu rada SQWL, za prethodno odabranu materijalnu strukturu. Time je na osnovu velikog broja sprovedenih simulacija bilo moguće izabrati "idealnu" strukturu, tj. izvršiti optimizaciju SQWL. Rezultati ovih simulacija su prezentovani u delu 10.

8. SPICE programski paket

U ovom delu autor želi da odgovori na nekoliko važnih pitanja vezanih za SPICE: Šta je SPICE?, Kako je nastao SPICE?, Zašto uopšte simulirati?, Kakve su perspektive SPICE-a u budućnosti?

SPICE (*Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis* - simulacioni program s posebnom namenom za simulaciju integrisanih električnih kola) je vrlo efikasan simulator električnih kola opšte namene koji se koristi za verifikaciju dizajna i predviđanje ponašanja električnih kola. Od posebne važnosti je za integrisana kola a nastao je u Elektronskoj istraživačkoj laboratoriji Kalifornijskog univerziteta u Berkeleyju početkom sedamdesetih godina. Od svih verzija SPICE-a najčešće korišćene verzije su: PSPICE, verzija namenjena za PC računare (uglavnom za Windows operativni sistem), i HSPICE, verzija namenjena za velike kompjutere i radne stanice (isključivo Unix operativni sistem). SPICE može da odradi nekoliko različitih analiza električnih kola, među kojima su najvažnije:

- nelinearna DC analiza (izračunava DC prenosnu krivu),
- nelinearna *transient* analiza, tj. analiza u vremenskom domenu (izračunava zavisnost napona i struja od vremena kad je električno kolo pobuđeno velikim signalom),
- linearna AC analiza (izračunava frekventni odziv kola),
- analiza šuma,
- analiza osetljivosti,
- analiza distorzije ulaznog signala,
- *Fourier*-ova analiza i
- *Monte Carlo* analiza.

SPICE sadrži biblioteke standardnih analognih i digitalnih komponenti te je stoga izuzetno koristan za analizu složenih analognih i digitalnih kola. Takođe sve spomenute analize mogu biti sprovedene na različitim temperaturama. [27]

Danas posle tri decenije korišćenja SPICE-a na svim kompjuterskim platformama i uspešnog rešavanja kritičnih problema u ekstremno komplikovanim kolima, SPICE je označen kao *de facto* standard za simulaciju električnih kola. SPICE je razvijan od strane nekoliko generacija studenata Berklijskog univerziteta u grupi profesora *D. O. Pederson*-a, pa je on označen kao "otac" (ili po nekad "kum") SPICE-a [10]. Početak nastanka SPICE-a je vezan za *Ron Rohrer*-a koji je studentima Berklijskog univerziteta držao kurs Sinteza mreža i bio vodeći autoritet kad je u pitanju optimizacija električnih kola. Kako je optimizacija direktno povezana sa višestrukim simulacijama električnog kola za šta je potreban efikasan i brz simulator koji u to vreme nije postojao, *Rohrer* je svoj kurs, povezan sa sintezom električnih kola, zamenio kursom o simulaciji električnih kola nadajući se da će sa studentima formirati prvi simulator električnih kola. Studenti puni entuzijazma ispunili su želju svog učitelja i uskoro formirali prvi simulator koga je pionir SPICE-a, tadašnji student, *Larry Nagel* nazvao *CANCER* (*Computer Analysis of Nonlinear Circuits Excluding Radiation*) [55]. *CANCER* je mogao sprovesti sve osnovne tipove analiza koje radi i SPICE, a bio je ograničen malim brojem nelinearnih elemenata koje simulira i relativno malim električnim kolima (koja sadrže do 400 elemenata i 100 čvorova). On je bio jedini simulator električnih kola 1970. godine¹⁶. Ubrzo *Nagel* sa svojim kolegama pod supervizorstvom *Pedersona* razvija SPICE1, 1971. godine, unapređeni *CANCER* koji postaje industrijski standard najviše zbog besplatne distribucije izvršnog programskog paketa. Sadržao je poboljšane fizičke modele poluprovodničkih komponenti, kao i makromodele - novi pristup koji dosta olakšava modelovanje električnog kola. Zbog naglog razvoja integrisanih električnih kola i uloge SPICE-a u njihovom dizajniranju, on je postao nezamenljiv simulator sa daljim brzim usavršavanjem. Tako je 1975. godine stvoren SPICE2, sledeća moćna verzija SPICE-a, koja pored mnoštva novih unapređenja sadrži nove definicije kalemova, strujnih izvora i naponski kontrolisanih naponskih izvora i poboljšava brzinu i tačnost *transient*-ne analize uvođenjem dva nova algoritma za dinamičku kontrolu vremenskog koraka i implicitne integracione

¹⁶Nekoliko drugih simulatora koji su postojali su se temeljili na *CANCER*-u. To će kasnije važiti i za SPICE.

šeme višeg reda. Do 1983. godine ova verzija se dalje unapređivala kad je formirana poslednja verzija SPICE2G.6 koja se i danas distribuira od strane Berklijskog univerziteta. Sve verzije SPICE-a (zaključno sa SPICE2G.6 verzijom) su pisane u FORTRAN-u (*source code* poslednje verzije SPICE2G.6 sadrži oko 22 000 linija FORTRAN-skog koda), jer je reč o ekstenzivnim numeričkim simulacijama u kojima je FORTRAN superioran. Tad se, zbog nagle popularnosti C-a i objektno-orijentisanog programiranja, prelazi na formiranje SPICE-a sa C-ovim *source code*-om poznatim kao SPICE3. Prednost SPICE3 verzije je modularnost simulatora koja omogućava jednostavnu modifikaciju kao i demonstriranu superiorniju konvergentnost i stabilnost. Formirano je nekoliko verzija koje su sadržale greške a 1997. godine poslednja verzija SPICE3F.2 koja još nije potpuno kompatibilna sa SPICE2G.6 verzijom. Iz tog razloga su svi danas na tržištu raspoloživi SPICE-kompatibilni simulatori zasnovani na verziji SPICE2G.6, koja predstavlja dokazanu najsavršeniju verziju SPICE-a. Platforma definisana u ovoj verziji SPICE-a je danas postala baza svih SPICE-like simulatora (Simulatori koji daju sličan simulacioni rezultat kao SPICE ali ne mogu da učitavaju standardanu `.cir` SPICE datoteku.). Ovo znači da sve što važi za SPICE (misli se na poslednju aktuelnu verziju SPICE2G.6) po pitanju numeričkih tehnika i algoritama koji se koriste prilikom simulacija važi i za bilo koji drugi simulator električnih kola te je stoga pravilno razumevanje SPICE-a "iznutra" od izuzetne važnosti za sve dizajnere električnih kola.

Neki inženjeri se pitaju zašto nam je potreban SPICE tj. zašto moramo uopšte simulirati (električna kola)? Postoji hiljadu razloga za dizajn električnih kola putem simulacija a osnovni su:

- verifikacija teorija koje se koriste za dizajniranje kola (posebno integrisanih),
- određivanje karakteristika kola i njegovog ponašanja u radu,
- procena nedostataka kola i
- ocena pouzdanosti kola.

Simulacije omogućavaju da se provere sve teorije dizajna i pre formiranja prototipa utvrdi onaj dizajn kojim se ostvaruju najoptimalnije karakteristike kola. Isto tako, da se odrede sve karakteristike od značaja i ako one ne zadovoljavaju postavljene zahteve

simulacijama odrede promene u kolu koje dovode do željenih karakteristika. Simulacije omogućavaju i da se utvrde loše strane dizajna i one uporede sa dobrim. (Ne postoji idealno kolo.) Šta se dobija, a šta se mora izgubiti. I na kraju, ocena pouzdanosti nije imperativ ali je dobrodošla. Ona uvek nije moguća jer dizajn kola često ne uključuje one parazitne komponente koje su od presudnog značaja za otkaze koji se mogu javiti tokom rada kola (Npr. *latch-up* - nepoželjno provođenje parazitnog tranzistora u CMOS kolima). Treba reći da simulacija ne može zameniti formiranje prototipa kola, kojim se mogu proveriti efekti koje simulacija "ne vidi", a važi i obratno. Zbog toga je za sintezu i pravljenje kola neophodno i jedno i drugo, čime se najefikasnije postiže željeni cilj - formiranje što boljeg i efikasnijeg kola za što kraće vreme uz što manju cenu.

Kad govorimo o budućnosti simulacija i SPICE-a onda to moramo povezati sa razvojem tehnologije i potrebama dizajnera. Kako se tehnologija usavršava nesmanjenom žestinom, to se stvaraju pretpostavke koje SPICE uzdižu na pijedestal simulatorstva kompleksnih kola. Nanointegracija i težnja ka velikim brzinama nas dovodi do optoelektronskih kola koja predstavljaju budućnost, a SPICE postaje, zbog svojih karakteristika, nametnuti simulator i ovakvih kola. Po pitanju simulacija savremenih integrisanih kola slobodno se može reći da je SPICE budućnost. U prilog ovome idu i činjenice koje govore o razvoju *hardware*-a i *software*-a, što znači da nove mašine mogu vrlo brzo izvršavati milionske numeričke operacije uz sveobuhvatnu integraciju SPICE-a sa ostalim vrlo korisnim dizajnerskim alatima. Time se stvara osnova da se u skoroj budućnosti formira vrlo snažan dizajnerski alat koji će biti zasnovan na SPICE-u a višestruko koristan za simulaciju svih budućih integrisanih optoelektronskih kola.

Sam korisnički aspekt SPICE-a (upoznavanje s radom u SPICE-u i njegovo korišćenje) u ovom delu rada neće biti posebno razmatran, jer je to predmet standardnih fakultetskih kurseva a detaljno je razrađen u literaturi, npr. [1, 2, 27]. Ovde će se pokušati predstaviti "srce" SPICE-a; njegova unutrašnja struktura, kako on radi, koje numeričke algoritme koristi, koliko je pouzdan i kako ga učiniti što boljim i efikasnijim, jer je to vrlo značajno za sveobuhvatno razumevanje njegovog rada a time

i pravilnu simulaciju kompleksnih kola.

8.1. SPICE iznutra

”SPICE je numerički alat sa jedinstvenim skupom mogućnosti i jedinstvenim skupom ograničenja. Razumevanje kako SPICE radi, razumevanje mogućnosti i ograničenja simulatora i razumevanje zašto i gde simulator uvodi netačnosti su ključni za korišćenje SPICE-a efikasno i produktivno.”, Ron Kielkowski [55].

8.1.1. Pregled rada SPICE-a

S obzirom da je pisan u FORTRAN-u, SPICE je simulator kompajlerskog tipa. Sve što korisnik treba da uradi jeste da pravilno oformi ulaznu `.cir` (od *circuit* - električno kolo) datoteku. Ulazna (*source*) datoteka sastoji se iz tri dela:

- *data statements* (definicione naredbe) - opisuju komponente i njihovu povezanost u razmatranom kolu,
- *control statements* (izvršne naredbe) - govore SPICE-u koji tip analize se sprovodi na razmatranom kolu i
- *output statements* (izlazne naredbe) - specificiraju šta je izlaz, tj. koje veličine se štampaju ili skiciraju. Neophodne su još dve programske naredbe: *title statement* (naslov programa) - uvek prva linija `.cir` datoteke i može sadržati bilo šta i *end statement* (kraj programa) - uvek dolazi na kraju `.cir` datoteke. Moguće je još dodavanje *comment statements* (komentar) koje uvek počinju sa `”*` i koje SPICE ignoriše. Pošto SPICE sva računanja usmerava ka potencijalima čvorova (*node voltage oriented*) to se opis svih komponenti vrši definisanjem njihove veze sa odgovarajućim čvorovima. Svako od komponenti se pridružuje odgovarajuće slovo a vrednosti se izražavaju preko odgovarajućih faktora K (kilo), MEG (mega) i sl. Čvor mora biti nenegativni ceo broj a 0 je rezervisana za masu (*ground*).

SPICE počinje analizu čitanjem elemenata iz ulazne datoteke i postavljaajući skup linearnih matrica koji definišu sistemske jednačine, a potom sprovodi analize opisane izvršnim naredbama. Analize su: izračunavanje DC radne tačke, DC analiza, AC analiza i Tran analiza.

Svaka analiza počinje sa izračunavanjem DC radne tačke. Izračunavaju se svi DC naponi i struje u kolu. Kondenzatori se modeluju kao otvorene veze a kalemovi kao kratko spojene veze. SPICE prvo inicijalno pogađa početne vrednosti potencijala svih čvorova, a potom poziva rutinu LOAD koja izračunava linearizovane modele (ekvivalentne struje i provodnosti) za svaki nelinearni element u kolu. Time se kompletiraju nizovi provodnosti i struja i dobijaju nove matricne (sistemske) jednačine, kao i nove vrednosti potencijala čvorova. Ovaj ciklus pozivanja LOAD rutine (izvršava se niz *Newton-Raphson*-ovih iteracija) se ponavlja neprestano, sve dok se vrednosti svih potencijala čvorova i struja grana ne poklope sa vrednostima iz prethodne iteracije ili dok broj iteracija ne prevaziđe definisanu vrednost. Obično broj iteracija je između 10 i 500. Ako je rešenje nađeno, SPICE prelazi na izvršavanje izlaznih naredbi i štampa rezultat, a ako rešenje nije pronađeno, SPICE štampa poruku o nekonvergentnosti izračunavanja i prekida simulaciju.

DC analiza je niz izračunavanja DC radne tačke u kome se vrednost strujnog ili naponskog izvora sa definisanim korakom menja u zadatom opsegu. U svakom koraku SPICE sprovodi izračunavanje DC radne tačke, te je DC analiza višestruko zahtevniji simulacioni proces. Da bi se ubrzao rad SPICE-a, za ovu analizu izračunati potencijali čvorova u prethodnom koraku se koriste kao početne vrednosti za računanje DC radne tačke u sledećem koraku. (To je zato jer se vrednosti potencijala čvorova između dva koraka vrlo malo razlikuju.) Na takav način se značajno smanjuje neophodan broj iteracija u svakom koraku DC analize. Posle svakog koraka SPICE memoriše vrednosti DC struja i napona a nakon izvršenja svih koraka, štampa se rezultat u tabelarnoj formi ili eventualno ispisuje poruka o nekonvergentnosti izračunavanja i prekida simulacija.

AC analiza je jedina linearna analiza kola. Počinje sa izračunavanjem DC radne tačke. Kad se odredi polarizacija kola, onda se nelinearni modeli komponenti za velike signale zamenjuju sa linearnim modelima za male signale, koji su određeni u DC radnoj tački kola. Ovo znači da se u AC analizi ignorišu svi nelinearni efekti kao što su distorzija, zasićenje i sl. U toku AC analize sistemske jednačine postaju kompleksne. Te jednačine su linearne i za njihovo rešavanje SPICE koristi metod LU dekompozici-

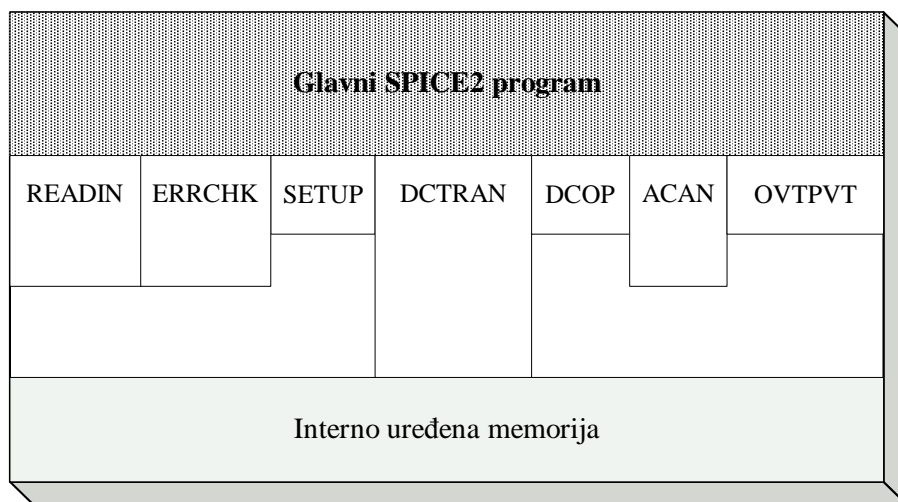
cije (kompjuterski ekvivalent Gauss-ovoj eliminaciji). Rešavanje ne iziskuje iterativan proces za svaku frekvencijsku tačku jer je reč o linearnim elementima, pa je AC analiza najbrža analiza koju sprovodi SPICE.

Najkomplikovanija od svih analiza je Tran analiza. Ona takođe počinje sa izračunavanjem DC radne tačke kad su kondenzatori modelovani kao otvorene veze a kalemovi kao kratko spojene veze. Polarizacija kola definiše stanje kola u početnom trenutku $t = 0$ u toku Tran analize. Za $t > 0$ analiza se menja, a vremenski zavisne impedanse kondenzatora i kalemova se dodaju u sistemske jednačine. SPICE numeričkom integracijom transformiše kondenzator i kalem u jednostavno ekvivalentno kolo koje reprezentuje trenutnu I-U zavisnost elementa. Ekvivalentno kolo se menja u svakoj vremenskoj tački analize a vrednosti njegovih elemenata se dodaju nizovima provodnosti i struja. Tran analiza za $t > 0$ je slična DC analizi izuzev sa dodatkom ekvivalentnih kola kondenzatora i kalemova. Koristi se niz *Newton-Raphson*-ovih iteracija, a prethodno izračunate vrednosti potencijala čvorova se uzimaju za početne vrednosti u sledećoj seriji iteracija. Analiza se završava kad se odredi vremenska zavisnost svih struja i napona ili kad se prevaziđe postavljeni maksimalni broj iteracija. Nakon toga SPICE prelazi na izvršenje izlaznih naredbi.

Simulacija električnih kola je kompleksan proces numeričke analize. Ali ako se numerička procedura izdela u jednostavne blokove ovaj komplikovan proces postaje mnogo razumljiviji. Bilo koji rezultat SPICE analiza može biti izračunat ili predviđen. Ne postoji ništa mistično u analizama koje sprovodi SPICE.

8.1.2. Struktura SPICE-a

SPICE2 program se sastoji od mnoštva FORTRAN-skih potprograma i naredbi koji se mogu podeliti u sedam glavnih nezavisnih modula kojima je pridodat glavni program. Moduli su: READIN, ERRCHK, SETUP, DCOP, DCTRAN, ACAN i OVTPVT. Ovi moduli su bazni potprogrami koji se sastoje od niza manjih potprograma. Memorijska mapa za SPICE2 program je prikazana na priloženoj slici 8.1. Kompletna mapa svih potprograma i procedura SPICE2 programa i njihova hijerarhijska uređenost je dosta složena i njen opis prevazilazi izlaganje prikazano u ovom



Slika 8.1. Memorijska mapa za SPICE2 program.

odeljku¹⁷.

READIN modul čita ulaznu `.cir` datoteku, proverava sintaksu svake programske linije i konstruiše strukturu podataka za kolo. Ova struktura podataka za kolo je skup povezanih lista. Potprogram CARD učitava svaku liniju programa i ukoliko je ona definicija nekog elementa ili modela READIN potprogram je procesira, a ukoliko je neka izvršna naredba, nju procesira potprogram RUNCON. Ovaj modul još sadrži FIND potprogram koji je zadužen da obezbedi uvezanost formiranih lista.

ERRCHK modul proverava pravilnost opisa kola. ERRCHK potprogram prvo proverava da li postoje nedefinisani elementi, potom konstruiše listu čvorova u kolu koje je korisnik usvojio, procesira izvore i zavisne elemente i formira listu prekidnih tačaka (*breakpoints*) koja će se koristiti u Tran analizi. Potprogram ELPRNT štampa sažeti pregled strukture kola. Potprogram MODCHK dodeljuje podrazumevane vrednosti za parametre modela koji nisu specificirani, štampa pregled parametara modela i rezerviše interne čvorove u kolu koji su posledica konačnih otpornosti poluprovodničkih elemenata koji se koriste u kolu. Potprogram TOPCHK konstruiše tabelu čvorova kola, štampa je i proverava njihovu strukturu (da je svaki čvor povezan sa bar dva elementa i da "ne visi").

SETUP modul je kontrolna rutina kojom se popunjavaju i preuređuju koeficijenti

¹⁷Kompletna mapa može biti pronađena u [10].

Y-matrice. Potprogram MATPRT određuje admitanse koje su vezane za čvorove i konačne matrične koeficijente. Uz pomoć potprograma RESERV uspostavlja se inicijalna pointerska struktura konačnih članova Y-matrice. Preuređenje ove strukture vrši potprogram REORDR s ciljem da se minimizira njena popunjenost. Na kraju potprogram MATLOC izračunava i memoriše lokaciju pointera, a potprogram INDXX određuje lokaciju specifičnih koeficijenata Y-matrice.

DCTRAN modul je najveći i najkomplikovaniji modul SPICE2 programa. DCTRAN potprogram obavlja izračunavanje DC radne tačke, izračunavanje početnog uslova za Tran analizu, DC analizu i Tran analizu. Izračunavanje DC radne tačke počinje procenom vrednosti izvora u početnom trenutku. Potom se INITF fleg setuje na 2 i poziva potprogram ITER8 koji određuje, iterativnim postupkom, DC rešenje. Ako rešenje konvergira INITF fleg se resetuje na 4 i pozivaju se odgovarajući potprogrami koji izračunavaju linearizovane vrednosti za mali pobudni signal nelinearnih kondenzatora u modelima poluprovodničkih elemenata u kolu. Kao rezultat se štampaju potencijali svih čorova u kolu a potprogram DCTRAN izvršavanje vraća u glavni program. Izračunavanje početnog uslova za Tran analizu je slično izračunavanju DC radne tačke samo što se ne računaju linearizovane vrednosti kondenzatora pošto se one ne koriste u Tran analizi. DC analiza je analiza u velikom broju tačaka i sukcesivnom skladištenju izlaznih promenljivih. DC analiza počinje na isti način kao izračunavanje DC radne tačke. Kad se ovo izračunavanje obavi, inkrementira se promenjiva vrednost pobudnog izvora i INITF fleg setuje na 6. Ovaj proces se ciklično ponavlja dok se ne obave sva izračunavanja za postavljeni broj tačaka. Tran analiza i DC analiza su veoma slične. Prvo se obavi izračunavanje početnog uslova za Tran analizu. Potom se poziva potprogram ITER8 sa INITF flegom setovanim na 5 za izračunavanje u prvom vremenskom koraku. Za svaki sledeći vremenski korak INITF fleg se setuje na 6. Ako iterativno izračunavanje ne konvergira, vremenski korak DELTA se smanjuje za faktor 8 i ponovo se vrši iterativno izračunavanje sa takvim vremenskim korakom. Ako izračunavanje ponovo ne konvergira poziva se potprogram TRUNC koji određuje novi vremenski korak koji je konzistentan sa specificiranom tolerancijom greške odsecanja (*truncation error tolerance*). Dok god je zadati vremenski

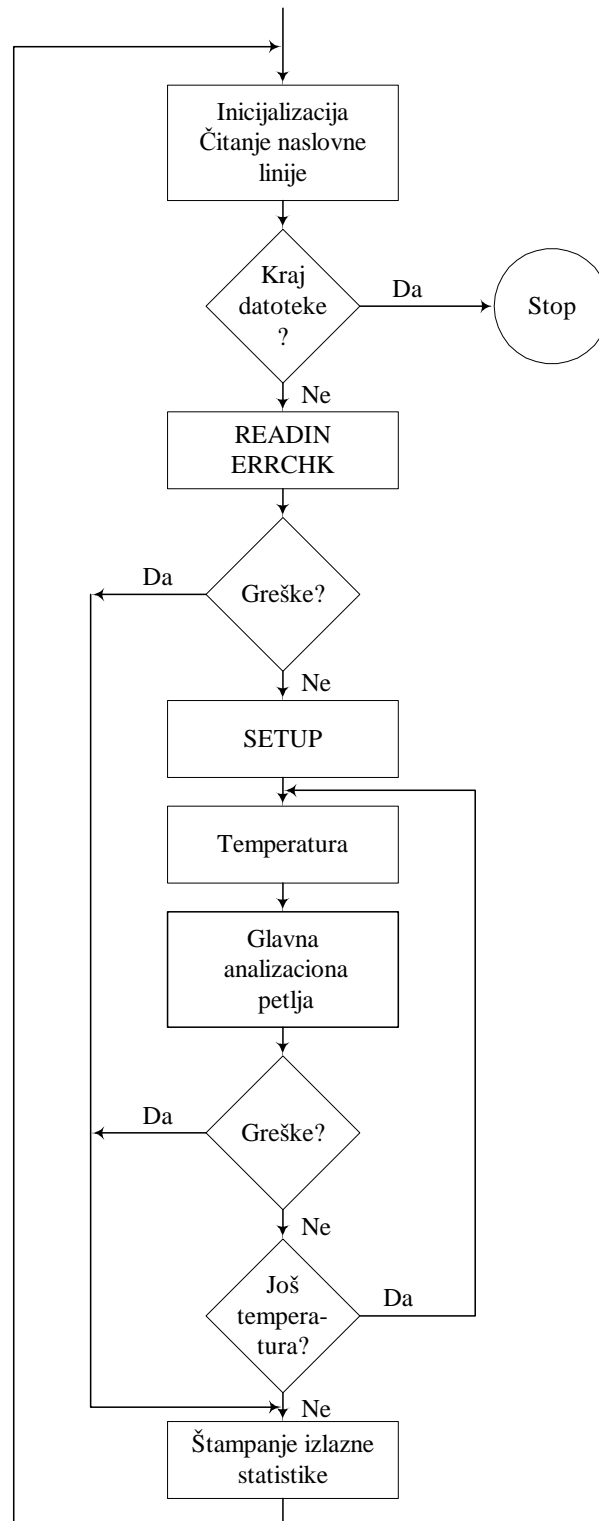
korak veći od trenutno korišćenog vremenskog koraka, rezultati su prihvaćeni a vrednosti izlaznih promenljivih se memorišu. Ako je greška odsecanja velika za trenutno korišćeni vremenski korak, rezultati u razmatranoj vremenskoj tački nisu validni, vremenski korak se smanjuje a proces izračunavanja ponavlja, sve dok se ne zadovolji tolerancija greške i ne obave izračunavanja za ceo definisani vremenski interval. Često u simuliranom električnom kolu nezavisni izvori imaju oštre prelaze što može izazvati greške tokom izračunavanja ako se koristi prevelik vremenski korak. Iz tog razloga rutina ERRCHK generiše tabelu prekidnih tačaka, LSBKPT, koja sadrži sortiranu listu svih vremenskih tačaka u kojima nezavisni izvori imaju oštre prelaze. U toku Tran analize vremenski korak se u blizini prekidnih tačaka automatski smanjuje tako da se za vremensku tačku odabira prekidna tačka.

DCOP modul obavlja tri funkcije: štampa informacije o radnoj tački (DCOP potprogram), izračunava prenosnu funkciju za mali pobudni signal (SSTF) i izračunava DC osetljivosti izlaznih promenljivih s obzirom na parametre kola (potprogram SENCAL).

ACAN modul određuje frekventnu zavisnost zahtevane izlazne veličine na mali pobudni signal. ACLOAD potprogram konstruiše kompleksni sistem linearnih jednačina za svaku frekvencijsku tačku. Sistem jednačina se rešava sa potprogramima ACDCMP i ACSOL. Potprogrami DISTO i NOISE sprovode analizu distorzije ulaznog signala i analizu šuma, respektivno.

OVTPT je vrlo značajan modul za SPICE2 program. Potprogram OVTPT interpolira izlazne promenljive kako bi izlaz odgovarao definisanom inkrementu od strane korisnika i generiše tabelarni listing. PLOT potprogram generiše grafike simuliranih rezultata. Ako se zahteva, FOURAN potprogram izvodi *Fourier*-ovu analizu u sklopu Tran analize.

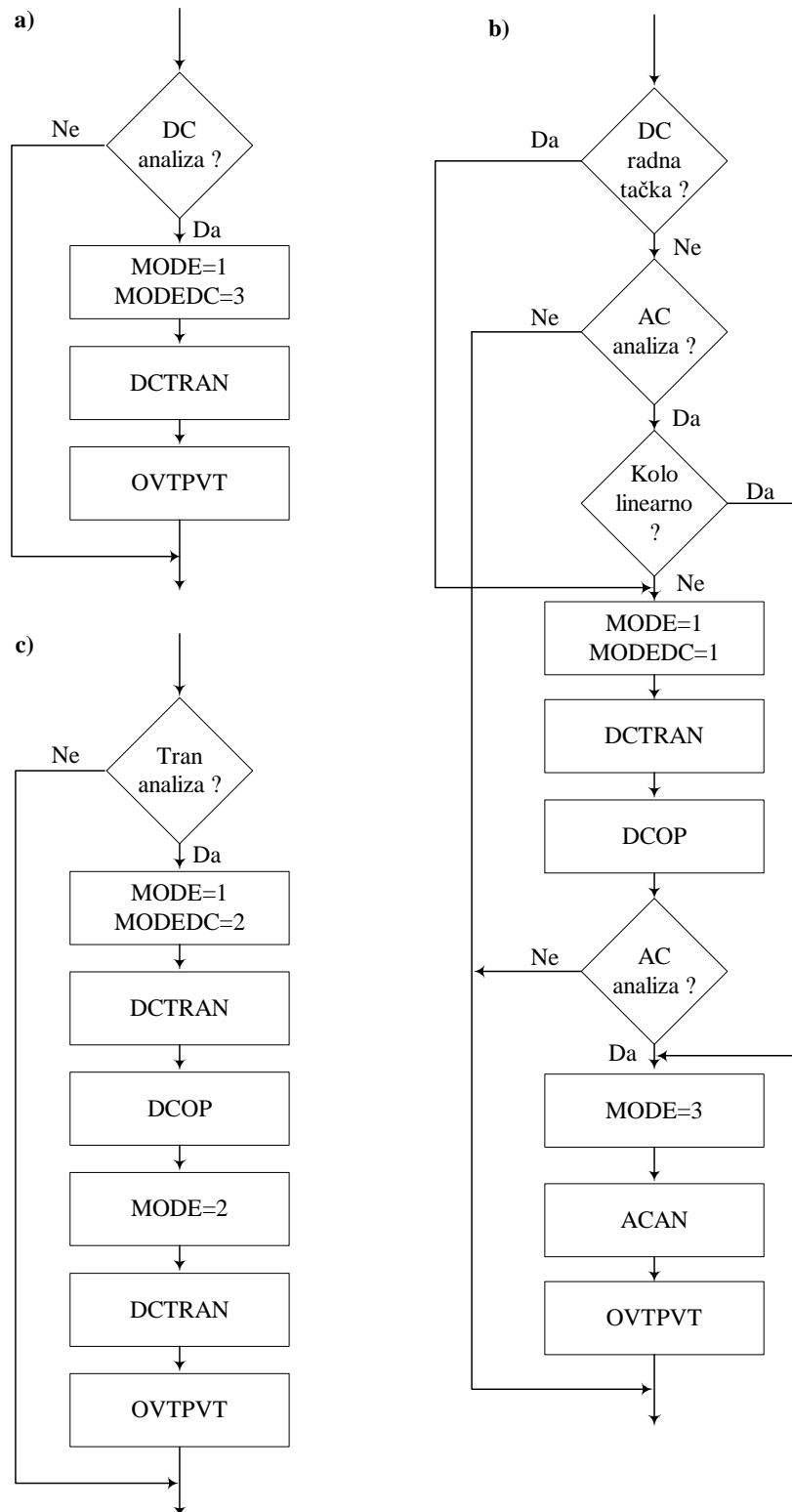
SPICE2 glavni program je definisan algoritmom prikazanim na slici 8.2. Program počinje inicijalizacijom programskih konstanti i čitanjem naslovne linije. Ako je pronađen kraj ulazne .cir datoteke program se završava. U suprotnom poziva se READIN modul koji učitava ulaznu datoteku. Kad se dođe do .END naredbe READIN potprogram se završava. U toku izvršavanja READIN modula formira se



Slika 8.2. Algoritam glavnog SPICE2 programa definisan glavnom kontrolnom petljom.

povezana lista strukture podataka kola koja definiše svaki element u kolu, svaki model i svaku izlaznu promenljivu. Formira se i blok promenljivih koji indicira tip analize

koji treba da se obavi kao i specificirane simulacione kontrolne parametre. Nakon READIN modula se poziva ERRCHK modul koji proverava opis kola, štampa listu strukture kola, listu parametara modela i tabelu čvorova kola. Posle toga počinje pripremanje za analizu kola. Poziva se rutina SETUP, koja konstruiše pointersku strukturu korišćenu od strane DCTRAN i ACAN modula. Nakon toga se ulazi u glavnu analizacionu petlju koja se ponavlja za svaku temperaturu. Kad su analize izvršene program napušta glavnu analizacionu petlju, štampa izlaznu statistiku i dobijene rezultate i učitava sledeću ulaznu datoteku. Glavna analizaciona petlja se sastoji od tri dela: DC analizacione petlje, AC analizacione petlje koja je istovremeno petlja za izračunavanje DC radne tačke i Tran analizacione petlje. Ove petlje se izvršavaju sukcesivno. Dijagrami toka gornjih petlji su prikazani na slici 8.3. DC analizaciona petlja (Slika 8.3.a)) prvo proverava zahtev za izvršenje DC analize. Flegovi MODE i MODEDC se setuju na 1 i 3, repektivno, i poziva se potprogram DCTRAN da izvrši DC analizu. Potprogram OVTPVT na kraju formira tabelarni listing i crta grafik DC prenosne krive. Dijagram toka za izračunavanje DC radne tačke i AC analize je prikazan na 8.3.b). Izračunavanje DC radne tačke se izvršava ako se zahteva AC analiza nelinearnog kola, jer je neophodno odrediti parametre linearizovanih modela nelinearnih elemenata. Oba flega MODE i MODEDC se setuju na 1 i poziva se potprogram DCTRAN koji izračunava DC radnu tačku. Potprogram DCOP štampa parametre linearizovanih modela nelinearnih elememata. Ako se zahteva AC analiza, fleg MODE se setuje na 3 i poziva potprogram ACAN. Nakon toga potprogram OVTPVT generiše tabelarni listing i crta grafik AC frekventne karakteristike za zahtevanu izlaznu veličinu. Dijagram toka za Tran analizacionu petlju je prikazan na 8.3.c). Ako se zahteva Tran analiza felgovi MODE i MODEDC se setuju na 1 i 2, respektivno, a potprogram DCTRAN se poziva da odredi početni uslov za Tran analizu. Potprogram DCOP štampa radne tačke nelinearnih elemenata. Fleg MODE se setuje na 2 a potprogram DCTRAN se ponovo poziva da izvrši Tran analizu. Potprogram OVTPVT generiše tabelarni listing i crta grafik vremenske zavisnosti zahtevanih izlaznih veličina. Ako se zahteva, potprogram OVTPVT će obaviti i *Fourier*-ovu analizu za krivu izračunatu u vremenskom domenu Tran analizom.



Slika 8.3. a) Algoritam DC analizacione petlje; b) Algoritam AC analizacione petlje i petlje za izračunavanje DC radne tačke; c) Algoritam Tran analizacione petlje.

Treba napomenuti da tip analize koji sprovodi SPICE je određen flegovima MODE i MODEDC. Videti tabelu 8.1.

Fleg	Vrednost	Tip analize
MODE	1	DC analiza
	2	Tran analiza
	3	AC analiza
MODEDC	1	DC radna tačka
	2	Početni uslov za Tran analizu
	3	DC analiza

Tabela 8.1. *SPICE flegovi i njihove vrednosti za odgovarajući tip analize. (Fleg MODEDC je od značaja samo ako je MODE = 1.)*

8.2. Konvergentnost i stabilnost SPICE algoritma

Problem sa kojim se susreću svi korisnici SPICE-a jeste nekonvergenција SPICE simulacija. *Nekonvergenција je nemogućnost određivanja skupa potencijala čvorova i struja grana u zadatom električnom kolu koji zadovoljavaju Kirchhoff-ove zakone.* Nekonvergenција je najozbiljniji i najuporniji problem koji otežava rad sa SPICE-om. Za razliku od konvergentnosti, stabilnost SPICE algoritma nije tako frustrirajući problem jer, ako program konvergira on je već prilično stabilan. Nestabilnost algoritma je i najznačajniji uzrok njegove nekonvergentnosti. *Stabilnost predstavlja osobinu algoritma da se on ponaša istovetno prilikom rešavanja istog kola za različit skup ulaznih parametara tj. da je brzina rada SPICE-a i način izračunavanja vrednosti izlaznih veličina približno ista.* Konvergentan i stabilan SPICE program garantuje efikasnost u radu sa SPICE-om. Pravilno rešenje problema nekonvergencije direktno uslovljava stabilniji program, tako da je osnovni cilj svakog korisnika otklanjanje nekonvergencije u njegovim simulacijama.

Postoji nekoliko razloga zašto SPICE simulacije ne konvergiraju. Ti razlozi su povezani sa *Newton-Raphson*-ovim algoritmom, tipom analize koja se sprovodi i modelima nelinearnih naprava koji su inkorporirani u SPICE. Tipična nekonvergentnost

algoritma može biti otklonjena pravilnom primenom .OPTION naredbe. Oko 75% do 90% svih pojavljivanja nekonvergentnosti algoritma se eliminiše pomoću .OPTION i .MODEL naredbi [55]. U ovom delu će se opisati saveti za konvergenciju (*convergence aids*) koje treba slediti da bi SPICE algoritam bio nateran da konvergira. *Convergence aids* se dele na opšte (*General convergence aids*) i one koji se primenjuju za odgovarajući tip analize (*DC bias point convergence aids*, *DC sweep convergence aids* i *Transient convergence aids*).

General convergence aids definišu toleranciju greške za konvergenciju, tj. tačnost koju SPICE mora postići da bi algoritam konvergirao i postavljaju minimalnu i maksimalnu dopuštenu vrednost provodnosti u kolu. Ovi saveti uglavnom otklanjaju probleme konvergencije koji su posledica *Newton-Raphson*-ovog algoritma. Oni usmeravaju korisnika da pravilno postavi toleranciju greške tačnosti, minimalnu provodnost GMIN i parametre za serijsku otpornost u modelima poluprovodničkih elemenata. Tolerancija greške tačnosti je važna iz dva razloga: definiše tačnost rešenja i određuje broj iteracija neophodnih da se pronađe rešenje. Ove dve činjenice su međusobno suprotne. Veća tačnost (manja tolerancija grške) automatski povlači za sobom veći broj iteracija da bi se ona dostigla tj. da bi algoritam bio konvergentan. Zbog toga se uvek mora postići kompromis (*trade-off*) između tačnosti i brzine rada SPICE algoritma. Razlikuju se tolerancije relativne i apsolutne greške. Tolerancija relativne greške uslovljava da se iterativni proces izračunavanja nastavi dok god promena potencijala čvorova i struja grana po iteraciji ne bude manja od definisanog procenta konačne vrednosti. Postavlja se opcijom RELTOL koja ima podrazumevanu vrednost 0.001 (0.1%). Npr. za konačnu vrednost potencijala čvora od 5V iterativni proces izračunavanja će se zaustaviti kad promena potencijala čvora za dve uzastopne iteracione tačke bude manja od 5mV. Tolerancije apsolutne greške definišu maksimalnu apsolutnu razliku potencijala čvorova i struja grana po iteraciji koja mora biti dostignuta. Postavljaju se opcijama VNTOL (podrazumevana vrednost 1μV) za potencijale čvorova i ABSTOL (podrazumevana vrednost 1pA) za struje grana. Tolerancije apsolutne greške su nužne kad se vrednosti potencijala čvorova i struja grana približavaju 0 jer je tad tolerancija relativne greške približno 0 i iterativni proces

može biti nastavljen u beskonačnost. Konvergencija se postiže kad promena potencijala čvorova i struja grana između dve uzastopne iteracione tačke zadovolji sumu tolerancije relativne i odgovarajuće tolerancije apsolutne grške. Za pravilno setovanje tolerancije grešaka moraju se poznavati okvirne vrednosti potencijala čvorova i struja grana u simuliranom električnom kolu. One će omogućiti da se ostvari što je moguće brža simulacija koja konvergira ka tačnom rešenju. S obzirom da SPICE mora pronaći rešenje unutar konačnog broja iteracija, pronalaženje rešenja u što je moguće manjem broju iteracija je vrlo značajno za postizanje konvergencije. Veća vrednost opcije GMIN (podrazumevana vrednost 1pS; GMIN je vrednost provodnosti šant otpornika vezanog u paraleli sa svakim PN spojem svakog nelinearnog poluprovodničkog elementa, koji je inkorporiran u njegov SPICE model. To je urađeno zato što svaki poluprovodnički element poseduje nultu provodnost u određenom režimu rada što može dovesti do nekonvergencije.) ubrzava *Newton-Raphson*-ov algoritam da konvergira ka rešenju. Da se izbegnu problemi nekonvergencije, GMIN treba setovati na što veću vrednost izbegavajući ugrožavanje tačnosti rezultata simulacije. Velike vrednosti šant otpornosti treba izbegavati kod dioda koje su direktno polarizovane naponom većim od 0.8V, jer to može dovesti do nekonvergencijih problema. Radi što preciznijeg usmeravanja algoritma ka konvergenciji od značaja je definisanje vrednosti serijskih otpornosti nelinearnih poluprovodničkih elemenata. To se ostvaruje preko opcija u .MODEL naredbi. Podrazumevana vrednost svih serijskih otpornosti je 0. Menjanjem te vrednosti ostvaruje se da serijska otpornost dominira nad provodnosti naprave što pomaže kod postizanja konvergencije.

DC bias point convergence aids su od presudnog značaja, jer je računanje DC radne tačke SPICE analiza, koja prethodi svakoj drugoj analizi. Izračunavanje DC radne tačke je prilično složeno jer SPICE često nema nikakve informacije kako je kolo polarizovano. SPICE računanje DC radne tačke započinje inicijalnim pogađanjem vrednosti potencijala čvorova (Čvorovi vezani za naponske i strujne izvore poprimaju odgovarajući potencijal koji je definisan DC vrednostima izvora u početnom trenutku, a za ostale čvorove se setuje nulti potencijal.) nakon čega startuje *Newton-Raphson*-ov iteracioni algoritam. Iteracioni postupak se nastavlja dok god svi potencijali čvorova

i sve struje grana ne konvergiraju u odnosu na specificiranu toleranciju greške ili dok se ne prevaziđe broj iteracija definisan sa opcijom ITL1 kad se ispisuje greša o nekonvergenciji. Iz tog razloga izbegavanje nekonvergencije se može postići povećavanjem vrednosti opcije ITL1. Njena podrazumevana vrednost za SPICE2G.6 je 100 a za novije verzije PSPICE-a ova vrednost je 150. U velikom broju slučajeva setovanjem ITL1=500 obezbeđuje se konvergencija izračunavanja DC radne tačke. Ako se i posle tog setovanja pojavi nekonvergencija, onda treba razmotriti pravilnije inicijalne vrednosti potencijala čvorova koji će usloviti efikasnije postizanje konvergentnosti. Setovanje ovih inicijalnih vrednosti se ostvaruje naredbom .NODESET. Ova naredba definiše vrednost potencijala čvora vezivanjem *Norton*-ovog ekvivalentnog izvora za posmatrani čvor. SPICE prvo računa DC radnu tačku kad su *Norton*-ovi ekvivalentni generatori u kolu a potom kad nisu, kako bi se obezbedilo da ovi pomoćni izvori ne remete rad kola. Za srednje kompleksna kola sa jednom stabilnom radnom tačkom nije neophodno korišćenje .NODESET naredbe. Ono je poželjno za kola sa dve ili više stabilnih radnih tačaka kao što su npr. flip-flopovi. Treba naglasiti da ovu naredbu ne bi nikako trebalo koristiti u oscilatorskim i drugim nestabilnim kolima jer bi to najverovatnije dovelo do nekonvergencije. Kod kola sa najupornijim konvergencionim problemima i posle korišćenja gore spomenute dve mogućnosti može doći do nekonvergencije. Tad može pomoći *source stepping* tehnika koja skokovito, stepenasto menja vrednosti pobudnih izvora od 0 do njihove zadate vrednosti. Ova tehnika resetuje izračunavanje ako postoji nekonvergencija i onda vrši izračunavanje DC radne tačke za svaku skokovito rastuću vrednost pobudnih izvora za koju se ima konvergencija. (Izračunata DC radna tačka se koristi kao inicijalna vrednost prilikom računanja DC radne tačke za sledeću veću vrednost pobudnih izvora.) Ovaj postupak se nastavlja dok vrednosti pobudnih izvora ne budu dostigle zadate vrednosti. *Source stepping* algoritam je korišćen ako je definisana opcija ITL6, čija vrednost određuje maksimalni broj iteracija za svaku vrednost pobudnih izvora. Algoritam prvo smanjuje vrednost izvora na 1/2, 1/4, 1/8, 1/16, itd. dok se ne ostvari konvergencija a potom od tih vrednosti izvora počinje povećanje istim binarnim redom. Povećanje se zadržava dok se ima konvergencija a prelazi se na smanjenje pri svakoj pojavi nekonvergencije.

Ovaj postupak se nastavlja do dobijanja konvergentnog rešenja za definisanu vrednost izvora. Kao poslednja mogućnost koja može usloviti konvergenciju nekonvergentnog algoritma je OFF naredba. Ona podrazumeva da se iz kola izbace željeni aktivni elementi kako bi se postigla konvergencija. Dobijena DC radna tačka se potom koristi kao inicijalna vrednost za računanje radne tačke kad se u kolo vrate svi ostali aktivni elementi. Poznato je da OFF naredba vrlo retko omogućava postizanje konvergencije, kad je postojala nekonvergencija posle primene i ITL1 opcije i NODESET naredbe i ITL6 opcije.

DC analiza se može posmatrati kao serija izračunavanja DC radne tačke. Međutim, problemi nekonvergencije povezani sa DC analizom su sasvim različiti od problema nekonvergencije povezanih sa izračunavanjem DC radne tačke. *DC sweep convergence aids* su usmereni na minimiziranje uticaja dva mehanizma (nagle promene napona i diskontinuiteti modela nelinearnih elemenata) koji uzrokuju nekonvergenciju povezanu sa DC analizom. Diskontinuiteti u modelima nelinearnih elemenata su posledica različitih režima rada nelinearne naprave u kojima postoji i diskontinuitet provodnosti elementa koji stvara probleme za *Newton-Raphson*-ov algoritam. Kad je iteraciona tačka u blizini diskontinuiteta, iteracioni postupak može početi da osciluje. U tom slučaju iteracioni postupak bi se nastavio u nedogled bez ikakvog progressa ka rešenju. Neconvergentnost DC analize će se pojaviti ako se vrši izračunavanje DC radne tačke koja je veoma blizu diskontinuiteta. To se može izbeći povećavanjem koraka u DC analizi, ali se mora voditi računa da to može usloviti nekonvergenciju zbog "nedovoljno bliskih" inicijalnih vrednosti potencijala čvorova izračunatih u prethodnom koraku. Ovo može biti uzrok nekonvergencije DC analize kad postoji nagla promena napona. Ovaj problem se najčešće rešava smanjenjem koraka u .DC naredbi čime se smanjuje veličina promene napona između koraka. Međutim ovo nije optimalan način za prevazilaženje nekonvergencije, jer se povećava broj tačaka u kojima se vrši izračunavanje, pa su neophodne dodatne iteracije, i znatno se povećava vreme izračunavanja. Osim toga, povećavaju se šanse za približavanje diskontinuitetu i pojavi nekonvergencije zbog oscilovanja iteracionog postupka. Bolji način za prevazilaženje nekonvergencije koja je posledica naglih promena napona jeste povećanje

maksimalnog dopuštenog broja iteracija za svaki korak u DC analizi. To se ostvaruje setovanjem opcije ITL2 na željenu vrednost (podrazumevana vrednost je 50, a za PSPICE 20). Za kola koja imaju jednu ili više naglih prelaza napona trebalo bi ITL2 setovati na bar 200. Podešavanjem ITL2 opcije i koraka u DC analizi se uglavnom mogu izbeći problemi nekonvergentnosti DC analize.

Kod Tran analize problemi nekonvergenције primarno se mogu stvarati usled naglih promena pobude u toku vremena. Iz tog razloga je u SPICE implementiran algoritam dinamičke kontrole vremenskog koraka na koji korisnik nema uticaja. Korak u .TRAN naredbi predstavlja samo korak za štampanje vrednosti izlazne veličine. Kad postoji velika aktivnost kola i velike promene napona i struja, ovaj algoritam smanjuje vremenski korak, a kad je aktivnost kola mala i promene napona i struja zanemarljive, povećava se vremenski korak i ubrzava simulacija. Ovaj algoritam daje prednost po pitanju konvergenције Tran analizi u odnosu na ostale SPICE analize. Kad dođe do nekonvergenције u nekoj vremenskoj tački, ovaj algoritam smanjuje vremenski korak 8 puta i traži rešenje. Korak se smanjuje 8 puta svaki put kad postoji nekonvergenција. Ovaj postupak se nastavlja sve dok vremenski korak ne bude manji od minimalno dopuštenog, kad se analiza prekida i ispisuje greška o nekonvergentnosti algoritma. U tom slučaju je neophodno korišćenje *Transient convergence aids*. Gornji problem nekonvergenције se rešava povećanjem dopuštenog iteracionog limita za izračunavanje u jednoj vremenskoj tački. To se ostvaruje setovanjem opcije ITL4 (podrazumevana vrednost je 10). Veliki broj nekonvergentnosti Tran analize se poništava setovanjem ITL4=40. Osim toga ubrzava se Tran analiza. Ova opcija ne može uvek pomoći u slučaju kombinovanih dejstava diskontinuiteta u modelima nelinearnih elemenata i naglih promena napona u kolu. Nagle promene napona će prisiliti algoritam dinamičke kontrole vremenskog koraka da smanji vremenski korak što može usloviti da se odabere vremenska tačka, u kojoj se vrši izračunavanje, koja je veoma blizu diskontinuiteta, što praktično vodi simulaciju u nekonvergenciju. Ovo se može prevazići "pojačavanjem" modela nelinearnih elemenata. Svi ovi modeli imaju ugrađene kapacitivnosti koje su ili kapacitivnosti PN spoja ili kapacitivnosti gejta MOSFET-a čija je podrazumevana vrednost 0. Kako realne naprave imaju konačne vrednosti

ovih kapacitivnosti, u svim modelima bi trebalo setovati nenulte vrednosti za ove kapacitivnosti. Time bi se poboljšala i tačnost i konvergentnost Tran analize.

Radi preglednosti i sveobuhvatnog uvida u uzroke nekonvergentnosti SPICE programa, svi gore pomenuti načini za prevazilaženje nekonvergenције će se prikazati u tabeli 8.2. [55]

Treba reći da sve opcije i njihove podrazumevane vrednosti nisu iste u različitim verzijama SPICE-a. S obzirom da autor u ovom radu koristi PSPICE, detaljnije će se objasniti njegove karakteristike i mogućnosti prevazilaženja nekonvergenције. PSPICE ima dosta istih opcija koje minimiziraju nekonvergenciju i to su: GMIN, RELTOL, ABSTOL, VNTOL, ITL1, ITL2, i ITL4. Pored toga on poseduje dodatne mogućnosti koje minimiziraju nekonvergenciju: uključuje dodatni GMIN otpornik u sklopu nezavisnih strujnih i zavisnih naponskih i strujnih izvora, automatski *source stepping* algoritam, smanjene vrednosti otpornosti u ekvivalentnim *Norton*-ovim strujnim izvorima za .NODSET naredbu i novu naredbu SAVEBIAS. Dodatna GMIN otpornost uslovljava stabilniji SPICE algoritam, a samim tim i manje nekonvergentan. PSPICE je mnogo otporniji na probleme nekonvergenције jer automatski (kad god je to neophodno) primenjuje *source stepping* algoritam ako simulator ne konvergira ka rešenju unutar maksimalnog broja iteracija koje definišu opcije ITL1 i ITL2. Vrednosti *Norton*-ovih otpornika povezanih sa .NODESET naredbom su smanjeni sa 1Ω na $2m\Omega$, zbog čega su povećane vrednosti ekvivalentnih strujnih izvora koje forsiraju konvergenciju. SAVEBIAS komanda omogućava da se zapamte vrednosti potencijala čvorova iz prethodne simulacije kola. Ponovno korišćenje tih vrednosti u narednim simulacijama značajno smanjuje simulaciono vreme i time povećava stabilnost algoritma.

Kao zaključak se može reći da nijedan od SPICE-like simulatora u potpunosti ne otklanja probleme nekonvergenције. Iz tog razloga je od primarne važnosti poznavanje uzroka nekonvergenције i načina za njeno eliminisanje. Svaka SPICE simulacija će biti uspešna ako pravilno konvergira ka rešenju, a ako se želi formirati efikasan SPICE simulacioni program specifične namene, onda je pored neophodnog rešenja problema nekonvergenције potrebno formirati i stabilnost simulacionog algoritma. Samo konver-

<i>Convergence aids</i>	Tip kola/Prioritet/Uzrok
<i>General convergence aids</i>	
Tolerancija greški (.OPTION RELTOL=X VNTOL=X ABSTOL=X)	diskretana, hibridna, kola velike snage/ /
Povećanje GMIN (.OPTION GMIN=X)	sva kola/ /
Serijske otpornosti u modelima (.MODEL DMOD D RS=X)	diodna i tranzistorska kola/ /
<i>DC bias point convergence aids</i>	
Povećanje ITL1 (.OPTION ITL1=500 ili veće)	/1/
Primena .NODESET naredbe (.NODESET V(3)=2.1 V(4)=7.9)	/2/
Korišćenje <i>source stepping</i> tehnike (.OPTION ITL6=500)	/3/
Primena OFF naredbe (D n+ n- DMOD OFF)	/4/
<i>DC sweep convergence aids</i>	
Povećanje ITL2 (.OPTION ITL2=200)	/1/nagle promene napona
Povećanje koraka DC analize (.DC Ip 0 300m (0.2m ili veće))	/1/diskontinuitet modela
Izbor novih parametara modela	/2/diskontinuitet modela
<i>Tran convergence aids</i>	
Dodavanje kapacitivnosti u modele (.MODEL DMOD D Cj0=0.1pF)	/1/
Povećanje ITL4 (.OPTION ITL4=40)	/2/

Tabela 8.2. Pregled načina za prevazilaženje nekonvergentnosti SPICE algoritma [55].

gentan i stabilan SPICE program postaje efikasan instrument za dizajn i optimizaciju modernih integrisanih kola.

9. Parametri analiziranog lasera korišćeni u simulacijama

Da bi se prešlo na konkretnu analizu izabrane naprave pomoću SPICE-a neophodno je odrediti skup parametara koji definiše samu napravu. SPICE će simulirati željeni odziv i obuhvatiti sve definisane fizičke procese samo ako su mu zadate sve odgovarajuće vrednosti ulaznih fizičkih veličina. Međutim, vrlo je teško pronaći vrednosti svih ulaznih veličina jer autori radova o QWL retko daju zaokružen skup vrednosti fizičkih veličina, bilo da se radi o eksperimentalnim ili teorijskim radovima. Stoga je izbor parametara SQWL korišćenih u simulacijama, za autora ovog rada predstavljao veliki početni problem.

Kao što je rečeno u odeljku 1.1., u ovom radu se vrši analiza BRWL prikazanog na slici 1.2. Ova laserska struktura je izabrana jer poseduje najsuperiornije karakteristike u odnosu na ostale strukture *edge emitting* lasera. (Videti deo II.) Reč je o SCH SQWL formiranom od napregnutih poluprovodničkih struktura. S obzirom da se želi sprovesti optimizacija laserske diode za primene u optičkim komunikacijama, to je neophodno da takva dioda bude što brža i da joj je struja polarizacije što niža (*ultra high speed low power operation laser diode*), tj. da poseduje što je moguće veću graničnu učestanost i što je moguće manju struju praga. To je slučaj za SQWL sa napregnutim strukturama. SQWL ima manju struju praga od MQWL, dok napregnute strukture povećavaju diferencijalno pojačanje lasera a samim tim i graničnu učestanost, smanjuju gustinu struje transparencije a samim tim i gustinu struje praga i dodatno stabilišu temperaturnu karakteristiku lasera. Struktura lasera je $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{As}$ (CL; $1\mu\text{m}$) - $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$ (SCH; variran) - tanki sloj GaAs (barijera; 5nm) - $\text{In}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$ (QW; 8nm) [70]. Ovo je struktura koja je korišćena i u prethodnim analizama QWL, pa je autor koristi u ovom radu iz dva razloga: posto-

janje adekvatnog skupa parametara lasera i mogućnosti poređenja dobijenih rezultata sa prethodno objavljenim. InGaAs QW je centrirana između tankih barijernih slojeva GaAs kako bi se izbegao InGaAs-AlGaAs ternarno-ternarni spoj, koji teško narasta i na kome se pojavljuju defekti u strukturi, što bi uslovalo povećanu neradijativnu rekombinaciju. Pokazuje se da sa smanjenjem debljine barijernih slojeva opada gustina struje transparencije (gustina struje praga) i da je smanjenje izraženije za uže QW [21], pa se stoga i formiraju vrlo tanki barijerni slojevi (reda širine QW). Levi *cladding* sloj je p-tipa a desni n-tipa, dok je usendvičena struktura SCH(levo)-barijera(levo)-QW-barijera(desno)-SCH(desno) nedopirana (*intrinsic* poluprovodnici) i formira ravanski talasovod u horizontalnoj ravni čipa. U slučaju niske polarizacije diode dijagram energetske zone je približno ravan, dok za visoke polarizacije dolazi do značajne modifikacije potencijalnih profila jame [57]. Kako je za dizajn od interesa rad lasera pri niskim polarizacijama, smatra se da je dijagram energetske zone ravan u svim režimima rada diode. Svi korišćeni parametri u radu su i dobijeni uz ovu pretpostavku. Analiza SQWL se vrši za tri različite naprave A, B i C koje se razlikuju samo po širini SCH oblasti, jer se želi analizirati uticaj strukturnih parametara na odziv lasera. Takođe se posebna pažnja poklanja uticaju struje curenja na odziv SQWL.

Većina parametara je preuzeta iz niza referenci [21, 57, 60, 66, 68, 70, 72, 73, 74, 75, 79, 106, 115], a ostatak je izračunat korišćenjem relacija koje prate definisani model. Vrednosti svih parametara koji se koriste u SPICE simulacijama date su u odeljcima 9.1. i 9.2. Sve korišćene oznake parametara su definisane u Spisku skraćenica i oznaka.

9.1. Stalni parametri

Vrednosti opštih tj. stalnih parametara koji se ne menjaju u toku SPICE simulacija i dizajna SQWL su navedene u tabeli 9.1. Razmatrani su parametri za dve laserske strukture BA ($V_{QW} = L_{QW} \times AREA$) i BRW ($V_{QW} = L_{QW} \times L_R \times L_L$) laser. Takođe, radi poređenja modela, navedeni su i parametri za model zasnovan na dvonivovskim (**twl** - *two-level*) jednačinama prelaza i model zasnovan na tronivovskim (**thl** - *three-level*) jednačinama prelaza.

Parametar	Vrednost	Jedinica	Reference
λ_0	980	nm	[79]
R_1, R_2	0.32		[79]
β	10^{-4}		[79]
n_g	3.5		[79]
η_i	0.86		[79]
N_0	1.5×10^{18}	cm^{-3}	[79]
G_0	1508	cm^{-1}	fitovan, [75]
G'_0	12.41	mA	izrač.
A_{QW}	1.1×10^8	s^{-1}	[79]
B_{QW}	0.7×10^{-10}	cm^3s^{-1}	[79]
C_{QW}	0.6×10^{-29}	cm^6s^{-1}	[79]
A_S	1.3×10^8	s^{-1}	[79]
B_S	1.4×10^{-10}	cm^3s^{-1}	[79]
C_S	1.3×10^{-29}	cm^6s^{-1}	[79]
P	10^{18}	cm^{-3}	[72]
N	5×10^{17}	cm^{-3}	[72]
P_{SCH}, P_{QW}	nedopiran	cm^{-3}	[57]
ϵ_r^{SCH}	12.87		[57]
V_D	1.6	V	[57]
L_{QW}	8	nm	[72, 74, 79]
L_R	2.5	μm	[75, 106]
L_L	300	μm	[75, 106]
AREA	1200×50	μm^2	[74, 79]
S_C	10^{15}	cm^{-3}	[60]
$\tau_C, \begin{cases} \tau_{Ce} \\ \tau_{Ch} \end{cases}$	$0.18, \begin{cases} 1 \\ 0.1 \end{cases}$	ps	[66, 106]
τ_E	200	ps	[79]
τ_G	1	ps	[66, 106]
ξ	[0, 1)		variran
J_0	43.872	Acm^{-2}	izrač.
$I_{0t} \begin{cases} \text{BA} \\ \text{BRW} \end{cases}$	$\begin{cases} 26.3232 \\ 0.32904 \end{cases}$	mA	izrač.
$a_N \begin{cases} \text{twl} \\ \text{thl} \end{cases}$	$\begin{cases} 2.2 \times 10^{-2} \\ 1.1 \times 10^{-4} \end{cases}$		izrač.
b_N	6.0×10^3	A^{-1}	izrač.
c_N	4.9×10^6	A^{-2}	izrač.

Tabela 9.1. Stalni parametri SQWL korišćeni u SPICE simulacijama.

Većina parametara je preuzeta iz naznačenih referenci, dok su ostali parametri izračunati iz relacija (9.1)-(9.4) korišćenih u literaturi (Videti reference).

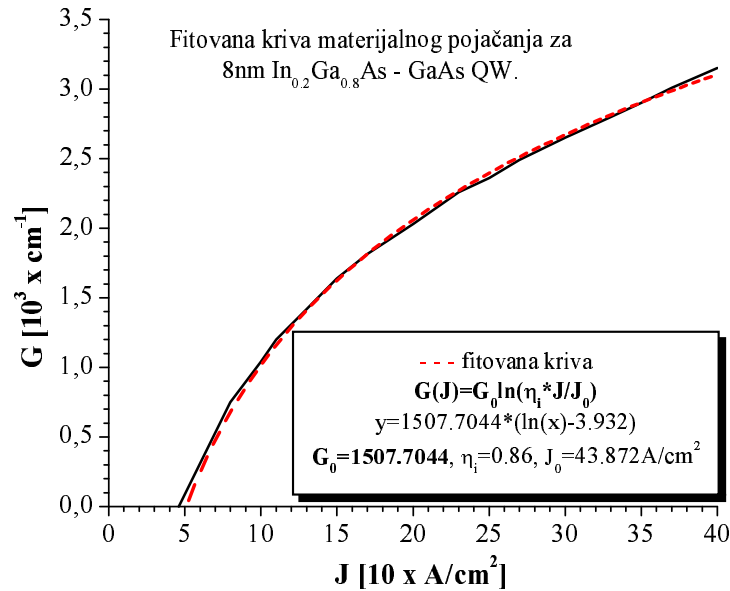
$$G'_0 = qV_{QW}S_C \frac{c}{n_g} G_0 \quad [68] \quad (9.1)$$

$$\tau_C = \frac{2}{\frac{1}{\tau_{Ce}} + \frac{1}{\tau_{Ch}}} \quad [66] \quad \tau_E \sim L_{QW} \quad [75] \quad (9.2)$$

$$J_0 = qL_{QW}(A_{QW}N_0 + B_{QW}N_0^2 + C_{QW}N_0^3), \quad I_{0t} = J_0 \times AREA \quad [79] \quad (9.3)$$

AREA – površina supstrata

$$a_N \begin{Bmatrix} \text{twl} \\ \text{thl} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_{QW}\tau_E \\ A_{QW}\tau_G \end{Bmatrix}, \quad b_N = \frac{B_{QW}}{qV_{QW}A_{QW}^2}, \quad c_N = \frac{C_{QW}}{q^2V_{QW}^2A_{QW}^3} \quad [68] \quad (9.4)$$



Slika 9.1. Fitovana kriva zavisnosti materijalnog pojačanja razmatrane laserske strukture u funkciji gustine struje.

Faktor curenja ξ je jedini menjan parametar u opsegu $[0,1)$, što omogućava procenu uticaja efekta struje curenja na odziv razmatrane laserske strukture. Najkritičniji

parametar je koeficijent optičkog pojačanja koji je izračunat fitovanjem podataka iz [75]. Kriva koja prikazuje zavisnost materijalnog pojačanja za razmatranu lasersku strukturu u funkciji gustine struje polarizacije zajedno sa fitovanom krivom je prikazana na slici 9.1. Fitovana je teorijska kriva sa slike 5. iz rada [75] koja dobro prati eksperimentalne podatke dobijene merenjem uzoraka SQWL, čiji parametri su korišćeni u ovom radu. Kriva je fitovana jednačinom 1.2 (njen strujni oblik), tj. usvojenim oblikom optičkog pojačanja u kompletnom modelu, iz koje je dobijen koeficijent materijalnog (optičkog) pojačanja $G_0 = 1508\text{cm}^{-1}$. On se dobro slaže sa vrednošću korišćenom u radu [79] $G_0 = 1500\text{cm}^{-1}$.

Vrednosti parametara korišćenih za parazitno električno kolo navedeni su u tabeli 9.2. Oni su od značaja pri jako velikim brzinama rada SQWL kada mogu značajno uticati na smanjenje granične učestanosti razmatranog lasera što će biti pokazano u odeljku 10.2. Ovi parametri su preuzeti iz radova u kojima je analiziran ovaj efekat.

Parametar	Vrednost	Jedinica	Ref.
R_p	0.1	Ω	[79, 106]
R_{sub}	1.5	Ω	[79, 106]
R_s	4	Ω	[79, 106]
C_p	0.1	pF	[79, 106]
C_s	1.6	pF	[79, 106]
L_p	0.2	nH	[79, 106]

Tabela 9.2. Parametri elemenata parazitnog električnog kola SQWL korišćeni u SPICE simulacijama.

9.2. Promenljivi parametri

Vrednosti parametara laserske strukture (usvojene naprave) tj. promenljivih parametara koji se menjaju u toku SPICE simulacija i dizajna SQWL su navedene u tabeli 9.3. Takođe su, radi poređenja modela, navedeni i parametri za model zasnovan na dvonivovskim (**twl** - *two-level*) jednačinama prelaza i model zasnovan na tronivovskim (**thl** - *three-level*) jednačinama prelaza.

Parametar	Naprava A	Naprava B	Naprava C	Jedinica	Ref.
L_{SCH}	76	150	300	nm	[79]
R_G	15	15	15	Ω	[106]
I_{01}^G	4.57×10^{-16}	4.57×10^{-16}	4.57×10^{-16}	A	[106]
R_N	3.5	6	10	Ω	[106]
I_{01}^N	3.45×10^{-13}	2.05×10^{-13}	1.21×10^{-13}	A	[106]
C_0	534	277	140	fF	izrač.
Γ	0.029	0.027	0.019		[79]
α_{int}	21.8	11.8	4.3	cm^{-1}	[79]
ε	1.9×10^{-17}	1.0×10^{-17}	1.0×10^{-17}	cm^3	[79]
τ_S	3.5	13	45	ps	[79]
τ_D	3.32	12.82	44.82	ps	izrač.
τ_P	1.95	2.34	2.76	ps	izrač.
k	9.5	18.75	37.5		izrač.
C_P	33.1	35.6	50.5	fF	izrač.
R_P	58.9	65.8	54.6	Ω	izrač.
$a_S \left\{ \begin{array}{l} \text{twl} \\ \text{thl} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 4.6 \times 10^{-4} \\ 4.3 \times 10^{-4} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 16.9 \times 10^{-4} \\ 16.7 \times 10^{-4} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 58.5 \times 10^{-4} \\ 58.3 \times 10^{-4} \end{array} \right\}$		izrač.
$b_S \left\{ \begin{array}{l} \text{twl} \\ \text{thl} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1.8 \times 10^{-3} \\ 1.6 \times 10^{-3} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 24.7 \times 10^{-3} \\ 24.0 \times 10^{-3} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 295.3 \times 10^{-3} \\ 293.0 \times 10^{-3} \end{array} \right\}$	A^{-1}	izrač.
$c_S \left\{ \begin{array}{l} \text{twl} \\ \text{thl} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 0.6 \times 10^{-3} \\ 0.5 \times 10^{-3} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 31.0 \times 10^{-3} \\ 29.7 \times 10^{-3} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} 1285.4 \times 10^{-3} \\ 1270.0 \times 10^{-3} \end{array} \right\}$	A^{-2}	izrač.
J_{th}	140	129	93	Acm^{-2}	[75].

Tabela 9.3. Promenljivi parametri SQWL korišćeni u SPICE simulacijama.

Kao i u slučaju stalnih parametara, polovina parametara je preuzeta iz naznačenih referenci, dok je ostatak izračunat iz relacija (9.5)-(9.9) (Videti reference).

$$I_{01}^{G,N} = I_{02}^{G,N}, \quad C_0 = \varepsilon_r^{SCH} \varepsilon_0 \frac{L_L \times L_R}{2L_{SCH} + L_{QW}} \quad [106] \quad (9.5)$$

$$\tau_S = \tau_D + \tau_C \quad [73] \quad \tau_P = \frac{n_g}{c(\alpha_m + \alpha_{int})}, \quad \alpha_m = \frac{1}{L_L} \ln \frac{1}{R} \quad [106] \quad (9.6)$$

$$k = \frac{V_{SCH}}{V_{QW}} = \frac{L_{SCH}}{L_{QW}} \quad [79] \quad V_{QW} = L_{QW} L_R L_L, \quad V_{SCH} = L_{SCH} L_R L_L \quad [106] \quad (9.7)$$

$$C_P = \frac{qV_{QW}S_C}{\Gamma}, \quad R_P = \frac{\tau_P}{C_P} \quad [68] \quad (9.8)$$

$$a_S \begin{Bmatrix} \text{twl} \\ \text{thl} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} A_S \tau_S \\ A_S \tau_D \end{Bmatrix},$$

$$b_S \begin{Bmatrix} \text{twl} \\ \text{thl} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\tau_S^2}{qV_{QW}} B_S \\ \frac{\tau_D^2}{qV_{QW}} B_S \end{Bmatrix}, \quad c_S \begin{Bmatrix} \text{twl} \\ \text{thl} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{\tau_S^3}{q^2 V_{QW}^2} C_S \\ \frac{\tau_D^3}{q^2 V_{QW}^2} C_S \end{Bmatrix} \quad [68] \quad (9.9)$$

Sve korišćene relacije (9.1)-(9.9) su pažljivo proverene. Neke su potvrđene i izvođenjem kompletnog modela a ostale su obrazložene u naznačenim referencama.

10. Analiza rezultata dobijenih numeričkim proračunom

Kao što je i rečeno u uvodu dela V, definisani SQWL se simulira "dovoljno" proverenim SPICE programom "SQWL - complete". Ovaj program je priložen u dodatku Prilog C. Za simulaciju SQWL je korišćen OrCAD PSpice A/D 9.0 programski paket koji se na tržištu pojavio 1998. godine. To je moćan dizajnerski alat koji pored PSPICE simulatora sadrži i Capture, Optimizer i Layout programske delove. Takav zaokružen programski paket omogućava potpunu sintezu, analizu i dizajn elektronskih kola od crtanja ekvivalentne šeme do formiranja izlazne skice za pravljenje prototipa štampane ploče.

U formirani SPICE program su inkorporirane sve neophodne konvergentne rutine navedene u odeljku 8.2. Nakon obavljenih višestrukih simulacija programa za različite ulazne parametre potvrđena je dobra konvergentnost, stabilnost i brzina izvršavanja programa. To se vidi i iz prikazane izlazne statistike (gornja polovina naredne strane) za program iz dodatka Prilog C. Program je izvršavan na Pen-

```

JOB CONCLUDED
**** 10/02/01 11:10:01 ***** PSpice 9.0 (Nov 1998) *****
ID# 0 *****

program SQL -complete

****      JOB STATISTICS SUMMARY

*****
*****
NUNODS  NCNODS  NUMNOD  NUMEL
   22     22     22     58

DIODES   BJTS   JFETS   MFETS  GASFETS  IGBTS
   4       0       0       0       0       0

NDIGITAL  NSTOP  NTTAR  NTTBR  NTTOV  IFILL  IOPS  PERSPA
   0       32     92    174   106    82    458  83.008

NUMTTP  NUMRTP  NUMNIT  DIGTP  DIGEVT  DIGEVL
 1240    163   4094     0       0       0

                                SECONDS  ITERATIONS
      MATRIX SOLUTION                .18           9
      MATRIX LOAD                    2.40
      READIN                          .05
      SETUP                           0.00
      DC SWEEP                        2.87          10998
      BIAS POINT                      0.00           32
      AC and NOISE                    .10           301
      TRANSIENT ANALYSIS              1.19          4094
      OUTPUT                          .19
      TOTAL JOB TIME                  4.28

```

tium II 733MHz računar. Ukupno vreme izvršavanja je manje od 4.5 sekunde što pokazuje izuzetnu brzinu rada i mogućnost za efikasan interaktivan rad. Prva dva reda izlazne statistike govore o strukturi kola koje se simulira. Pokazuju koliki je broj čvorova (prva tri flega), broj elemenata i broj pojedinih poluprovodničkih elemenata. (Npr. Fleg NUMNOD pokazuje ukupan broj čvorova (22) u kolu posle ekspanzije svih potkola i uključenja parazitnih komponenti poluprovodničkih elemenata u kolu.) Treći red prikazuje neke podatke o izvršavanju operacija koje se obavljaju pre početaka numeričkog iteracionog postupka. One su povezane sa formiranjem i preuređenjem matrica sistemskih jednačina kola. (Interesantna su zadnja dva flega: IOPS pokazuje broj operacija neophodnih da se reši sistem postavljenih jednačina, a PERSPA pokazuje procenat neispunjenosti formiranog niza provodnosti, što govori o samom tipu kola i brzini njegovog rešavanja.) Najvažniji je zadnji red koji prikazuje osnovne informacije o Tran analizi. Fleg NUMTTP predstavlja broj unutrašnjih vre-

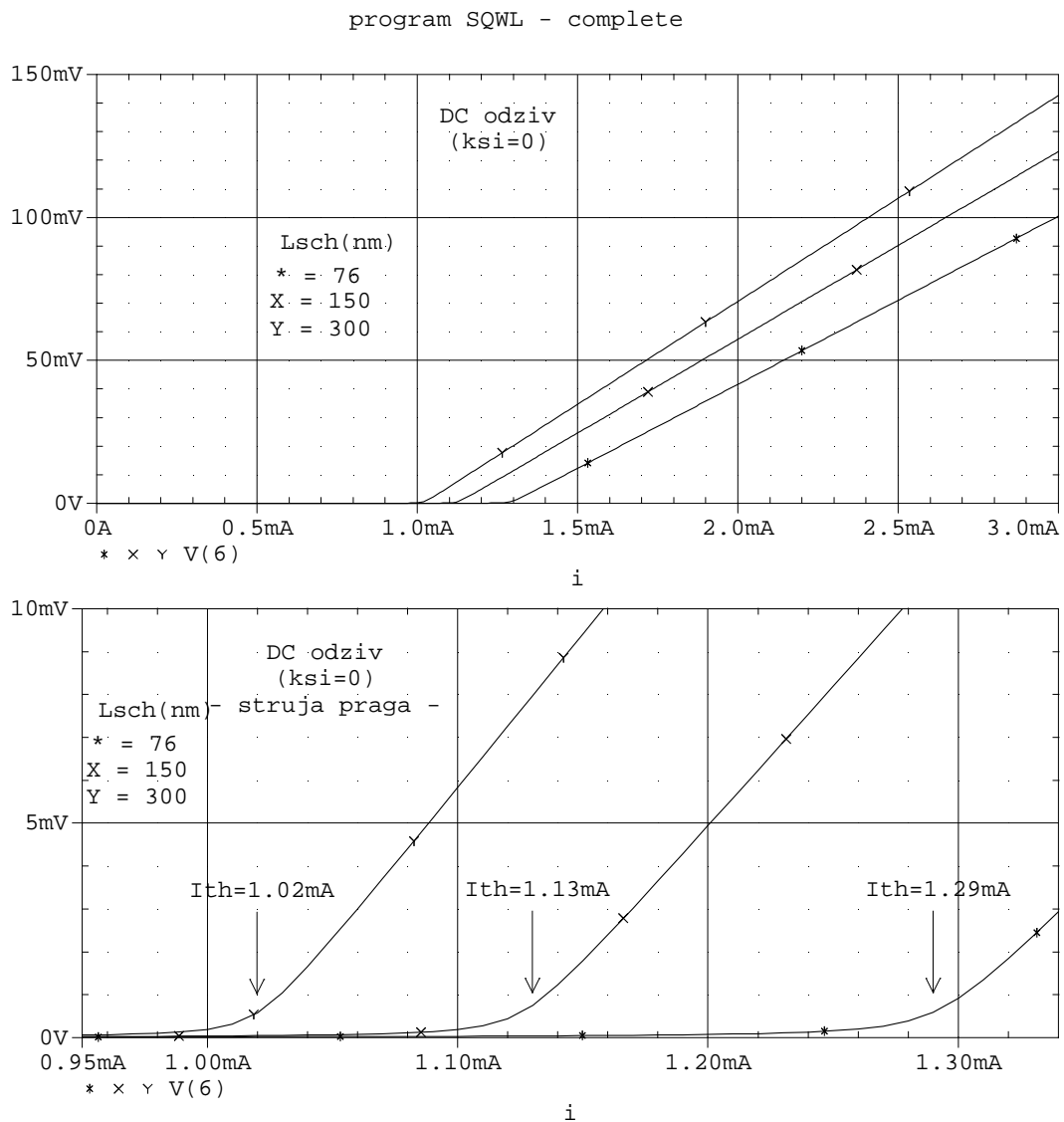
menskih tačaka u kojima SPICE vrši izračunavanja u toku Tran analize. On je uvek dosta veći od broja vremenskih tačaka definisanih Tran naredbom. Fleg NUMRTP je najvažniji fleg i pokazuje koliko puta SPICE nije konvergirao i morao je da smanjuje vremenski korak. NUMNIT fleg pokazuje ukupan broj iteracija u toku Tran analize. Kako je fleg PERSPA približno 83% to garantuje razređenost niza provodnosti tj. veliku brzinu izvršavanja. Takođe, fleg NUMTTP=1240 nije puno veći od 1000, a i fleg NUMRTP=163 nije jako veliki što pokazuje prilično dobru konvergenciju, a garantuje veliku brzinu izvršavanja programa. Sumirana analiza izlazne statistike pokazuje da je najduži proces DC analiza, što je posledica izračunavanja u 3000 tačaka. (Ovo je neophodno jer se želi prebrisati veliki interval polarizacione struje i to sa malim korakom, kako bi se što tačnije odredila struja praga lasera.) AC analiza zauzima zanemarljivo vreme u ukupnoj simulaciji, a Tran analiza, s obzirom na svoju složenost, pokazuje izuzetnu efikasnost. Pored DC analize veliki deo vremenskog izvršavanja programa zauzima učitavanje matrice sistemskih jednačina, što govori o kompleksnosti analiziranog ekvivalentnog kola lasera. Na osnovu ovoga se zaključuje da formirani program poseduje apsolutnu stabilnost jer se kompleksno ekvivalentno električno kolo rešava sa minimalnim brojem nekonvergentnih iteracija i zavidnom brzinom.

U cilju sveobuhvatne analize SCH SQWL formirana je grupa od četiri SPICE programa za četiri različita modela lasera. Oni su opisani SPICE ulaznim datotekama: sqwl-twl.cir, sqwl-thl.cir, csqwl-twl.cir i csqwl-thl.cir. Prvi program simulira SQWL modelom, koji ne uzima u obzir struju curenja a zasnovan je na dvonivovskim jednačinama prelaza. U ovom slučaju ekvivalentno kolo lasera je najjednostavnije i ne sadrži ni potkolo za pristupna stanja, niti drugu granu za SCH₂ oblast (desno). Drugi program simulira SQWL modelom, koji ne uzima u obzir struju curenja a zasnovan je na tronivovskim jednačinama prelaza. Njegovo ekvivalentno kolo sadrži potkolo za pristupna stanja a ne sadrži drugu granu za SCH₂ oblast. Treći program simulira SQWL modelom, koji uzima u obzir struju curenja zasnovanom na dvonivovskim jednačinama prelaza. Njegovo adekvatno ekvivalentno električno kolo ne sadrži potkolo za pristupna stanja ali poseduje drugu granu za SCH₂ oblast. Četvrti program je program iz dodatka Prilog C. koji simulira SQWL kompletnim mode-

lom, tj. analizira kompletno ekvivalentno električno kolo SQWL. Svi ovi programi su razmatrani u dve verzije: sa i bez uračunate emisije nosilaca iz QW. Takođe su razmatrane i druge dve verzije programa za: BA i BRW strukturu SQWL. Za obe ove strukture je određena struja praga i posmatran impulsni odziv. S obzirom da je struja praga manja za BRW strukturu ($I_{th} = 81\text{mA}$ za BA a $I_{th} = 1\text{mA}$ za BRW kad je $L_{SCH} = 300\text{nm}$; BRW je realnija struktura za primenu.) i da njen impulsni odziv poseduje više specifičnih promena u svom izlaznom obliku, celokupna analiza SQWL sprovedena je za BRWL. Poređenje rezultata ova četiri programa, tj. poređenje različitih modela SQWL prikazaće se kroz sve tri vrste analiza i pokazati superiornost kompletnog modela SQWL. Zbog superiornosti četvrtog programa, tj. kompletnog modela, svi konkretni rezultati, kad to posebno nije naglašeno, prezentovani su samo za ovaj model. Pošto KM definiše ekvivalentnost izlazne snage lasera, tj. emitovane ftonske gustine $S_N[\text{cm}^{-3}]$ sa izlaznim naponom $V(6)[\text{V}]$ kao i struju polarizacije lasera $I[\text{mA}]$ sa ulaznom strujom $I[\text{mA}]$ ekvivalentnog električnog kola, svi rezultati se prikazuje preko električnih veličina $V(6)[\text{V}]$ i $I[\text{mA}]$.

10.1. DC analiza

DC analiza SQWL nam omogućava da pronađemo struju praga lasera; prvi vrlo važan parametar za primene lasera u optičkim komunikacijama. Ovom analizom se određuje L-I (U-I) kriva lasera. DC analiza je izvršena za sve tri različite širine SCH oblasti BRWL usvojenim kompletnim modelom. Dobijene rezultujuće U-I krive su prikazane na slici 10.1. Simuliran laser je bez struje curenja $\xi = 0$. Gornja slika pokazuje U-I krive sa karakterističnim kolenom. (Definiše strujnu polarizaciju lasera iznad koje on emituje stimulisano zračenje.) Donja slika prikazuje uvećani deo U-I krivih u okolini kolena. Ona je priložena kako bi se jasno uočila tačna vrednost struje praga lasera I_{th} za različite vrednosti širine SCH oblasti L_{SCH} . DC analiza daje $I_{th} = 1.29, 1.13, 1.02 \text{ mA}$ za $L_{SCH} = 76, 150, 300 \text{ nm}$, respektivno. Pokazuje se da je struja praga najveća za najužu konfinirajuću oblast ($SCH_1 + QW + SCH_2$), tj. za najveći faktor optičkog konfiniranja što predstavlja kontradiktornost. Međutim, pošto struja praga značajno zavisi, pored faktora optičkog konfiniranja i od unutrašnjih

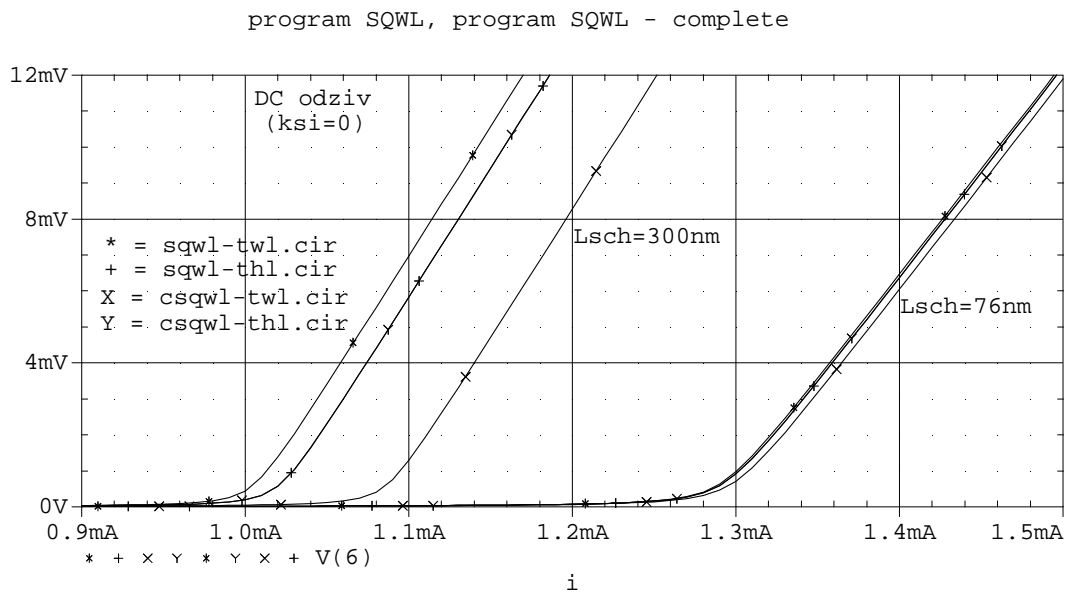


Slika 10.1. DC odzivi razmatranog SQWL dobijeni kompletnim modelom, kad se u obzir ne uzima efekat struje curenja za različite širine SCH oblasti. Na donjoj slici su prikazana uvećana kolena U-I (L-I) krivih kako bi se jasno uočila tačna vrednost struja praga SQWL. $I_{th} = 1.29, 1.13, 1.02 \text{ mA}$ za $L_{SCH} = 76, 150, 300 \text{ nm}$, respektivno.

gubitaka i transparentne gustine struje [21], jasno je da će najmanju struju praga imati SQWL sa najvećim L_{SCH} jer on poseduje najmanje unutrašnje gubitke (vidi tabelu 9.3.), s obzirom da je transparentna gustina struje J_0 funkcija samo širine QW L_{QW} a ne i L_{SCH} (jednačine (9.3)). Ovi rezultati dobro prate rezultate prezentovane u literaturi. Eksperimentalni rezultati merenja gustine struje praga razmatranog lasera iz [75] (zadnji red u tabeli 9.3.) pokazuju istovetan trend za struju praga a odstupaju

za oko 30% od ovih rezultata dobijenih simulacijama. To se u potpunosti poklapa sa rezultatima iz [79] gde je dobijeno isto neslaganje između istih eksperimentalnih i teorijskih rezultata dobijenih TLLM-om.

Radi poređenja različitih modela i uočavanja njihovih karakteristika na slikama 10.2. i 10.3. su prikazani DC odzivi SQWL kad nema struje curenja i kad ona postoji u dva krajnja slučaja: malih i velikih širina SCH oblasti. Na prvoj slici 10.2.

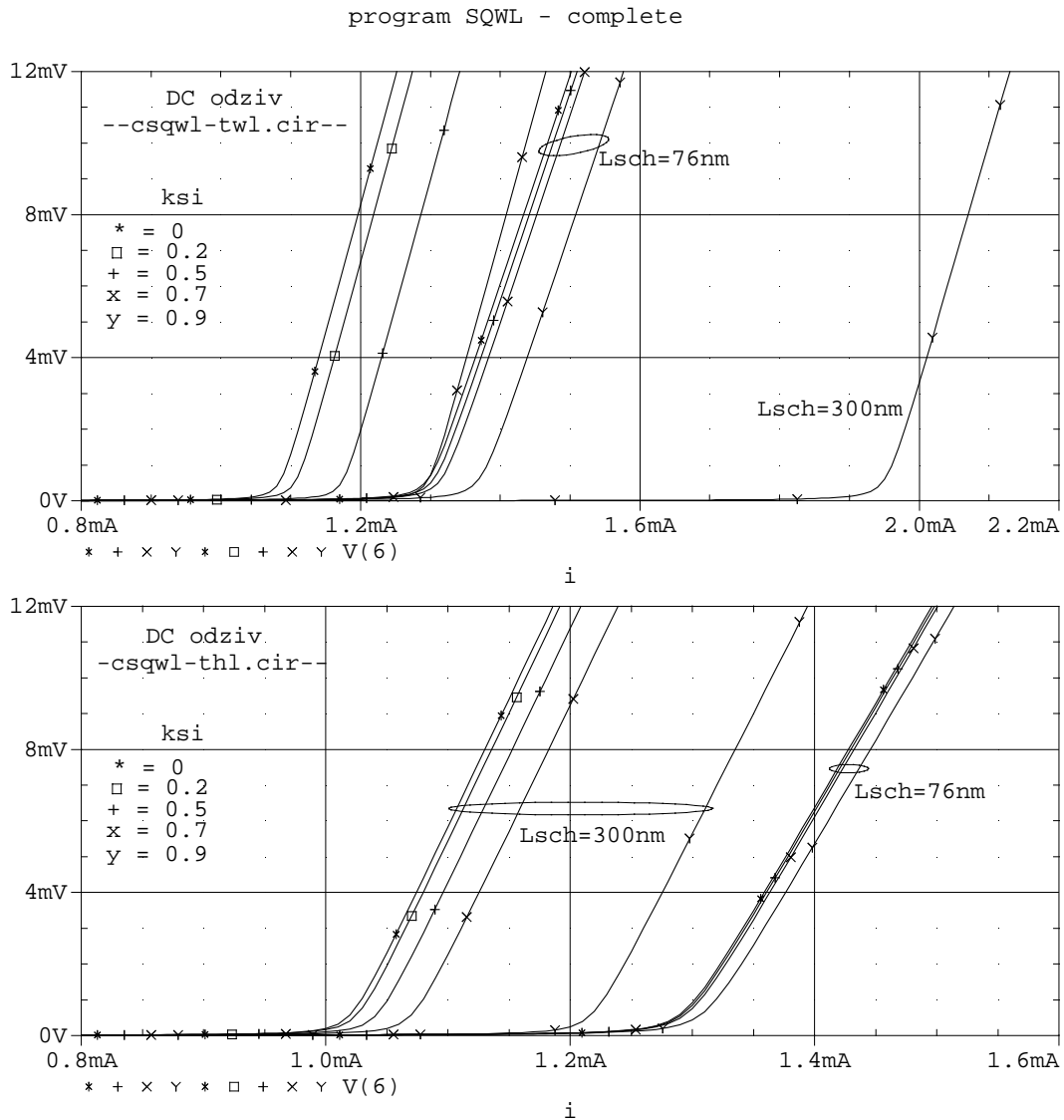


Slika 10.2. Poređenje DC odziva četiri različita razmatrana SPICE programa za dve širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 300$ nm, kad nema struje curenja $\xi = 0$.

su prikazani DC odzivi simulirani sa sva četiri SPICE programa (sqwl-twl.cir [bez emisije nosilaca iz QW], sqwl-thl.cir, csqwl-twl.cir, cqwl-thl.cir) pomenuta u uvodu ovog dela 10. za $\xi = 0$. Četiri desne U-I krive predstavljaju DC odziv SQWL za koji je $L_{SCH}=76$ nm, dok za četiri leve U-I krive je $L_{SCH}=300$ nm. Rezultati simulacije pokazuju da su DC krive simulirane programima sqwl-thl.cir i csqwl-thl.cir potpuno iste¹⁸, čime se pokazuje tačnost sprovedenih simulacija, tj. istovetni odzivi dobijeni modelima sa i bez dodatne grane za SCH₂ oblast kad nema struje curenja. U slučaju programa sqwl-twl.cir i csqwl-twl.cir razlika u DC odzivima je posledica neuračunate emisije nosilaca iz QW u programu sqwl-twl.cir. Razlika je izraženija za veće širine SCH oblasti jer su nosioci emitovani iz QW u slučaju velikog L_{SCH} praktično izgubljeni

¹⁸Kad se rezultati uvećaju na opseg μ A-skih struja polarizacije neslaganje je manje od 0.1%.

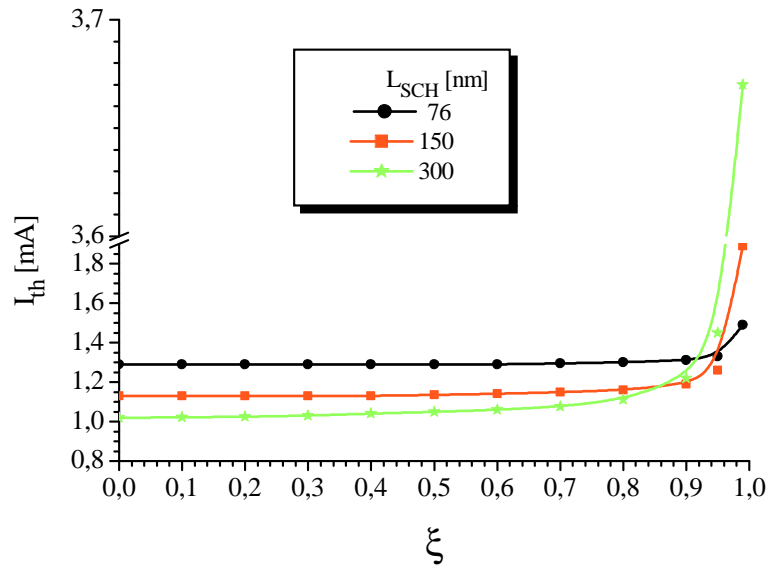
(vrlo teško će biti ponovo zahvaćeni kvantnom jamom). Program sqwl-twl.cir je stoga superioran jer najpre dostiže *lasing* (gomila efikasno nosioce u QW), pa je simulirana vrednost struje praga lasera, u ovom slučaju, najmanja. Rezultati pokazuju, takođe, razliku između dvonivovskih i tronivovskih modela. Efikasnije pumpanje nosilaca u aktivnu oblast postoji za tronivovske modele, zbog postojanja pristupnih stanja koja su u ovom slučaju kvalitetni brzi interfejs za razmenu nosilaca između nekonfiniranih i konfiniranih stanja. Takođe, razlika je mnogo više izražena za veće širine SCH oblasti, jer dvonivovski model nema super brzi interfejs kojim bi "dovoljno dobro" snabdeo aktivnu oblast nosiocima, sakupljajući one nosioce koji prebegnu "dovoljno daleko" od oblasti QW u drugu SCH oblast (nakon emisije iz QW), tj. obezbedio nižu struju praga. Ovi rezultati potvrđuju rezultate do sada prezentovane u literaturi. Nova potvrda superiornosti tronivovskog modela se uočava sa slike 10.3., kad se uračunava i efekat struje curenja. Prikazani su DC odzivi simulirani modelima sa dodatnom granom za SCH₂ oblast, za male i velike širine SCH oblasti. Gornja slika prikazuje U-I krive dobijene programom csqwl-twl.cir, a donja programom csqwl-thl.cir. Zbog većeg uticaja struje curenja za veće širine SCH oblasti, do vidljivog pomeranja U-I krivih na desno i povećanja struje praga dolazi za manje faktore curenja. Za $L_{SCH} = 300\text{nm}$ to se dešava već za $\xi = 0.2$, dok za $L_{SCH} = 76\text{nm}$ neophodno je $\xi = 0.5$. Stoga su za $L_{SCH} = 300\text{nm}$ rezultati prikazani za $\xi = 0, 0.2, 0.5, 0.7, 0.9$, dok su za $L_{SCH} = 76\text{nm}$ oni prikazani za $\xi = 0, 0.5, 0.7, 0.9$. Ove slike prikazuju prvi put dokazan, u literaturi nagoveštavan, negativan uticaj struje curenja na odziv SQWL. Objašnjenje ovog efekta je istovetno gore opisanom objašnjenju. Zbog prebega nosilaca iznad QW jame ona se ne snabdeva "dovoljno dobro", pa je za *lasing* neophodna veća struja polarizacije lasera. Posledica je povećanje struje praga. Ono je veće za veće faktore curenja jer je manjak konfiniranih nosilaca u tom slučaju veći. Efekat je izraženiji za veće širine SCH oblasti jer je njihovo sakupljanje u QW teže. Pokazuje se da je kompletan model najrobusniji i da se najbolje opire svim negativnim uticajima, tj. da najkvalitetnije modeluje odziv SQWL. Uticaj struje curenja je veći za dvonivovski model nego za tronivovski model, zbog nepostojanja super brzog interfejsa za usisavanje nosilaca u QW. Tako se programom csqwl-twl.cir, za veće faktore curenja nosilaca dobija nere-



Slika 10.3. Poređenje DC odziva dva različita razmatrana SPICE programa za dve širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 300\text{ nm}$ i za različite vrednosti faktora curenja $\xi = 0, 0.2, 0.5, 0.7, 0.9$.

alno velika struja praga (veća za 30% i više), dok program csqwl-thl.cir daje realnije vrednosti za struju praga (veće za 5% i više). **Stoga se i zaključuje da kompletan model daje tačnije rezultate DC odziva SQWL u odnosu na sve druge modele.** Ovim se dokazuje superiornost kompletnog modela u analizi SQWL.

Uticaj struje curenja na odziv SQWL je ispitan kompletnim modelom za sve tri širine SCH oblasti. Određena je zavisnost struje praga u funkciji faktora curenja koja je prikazana na slici 10.4. Kao što je rečeno u prethodnoj analizi dobijenih rezultata,



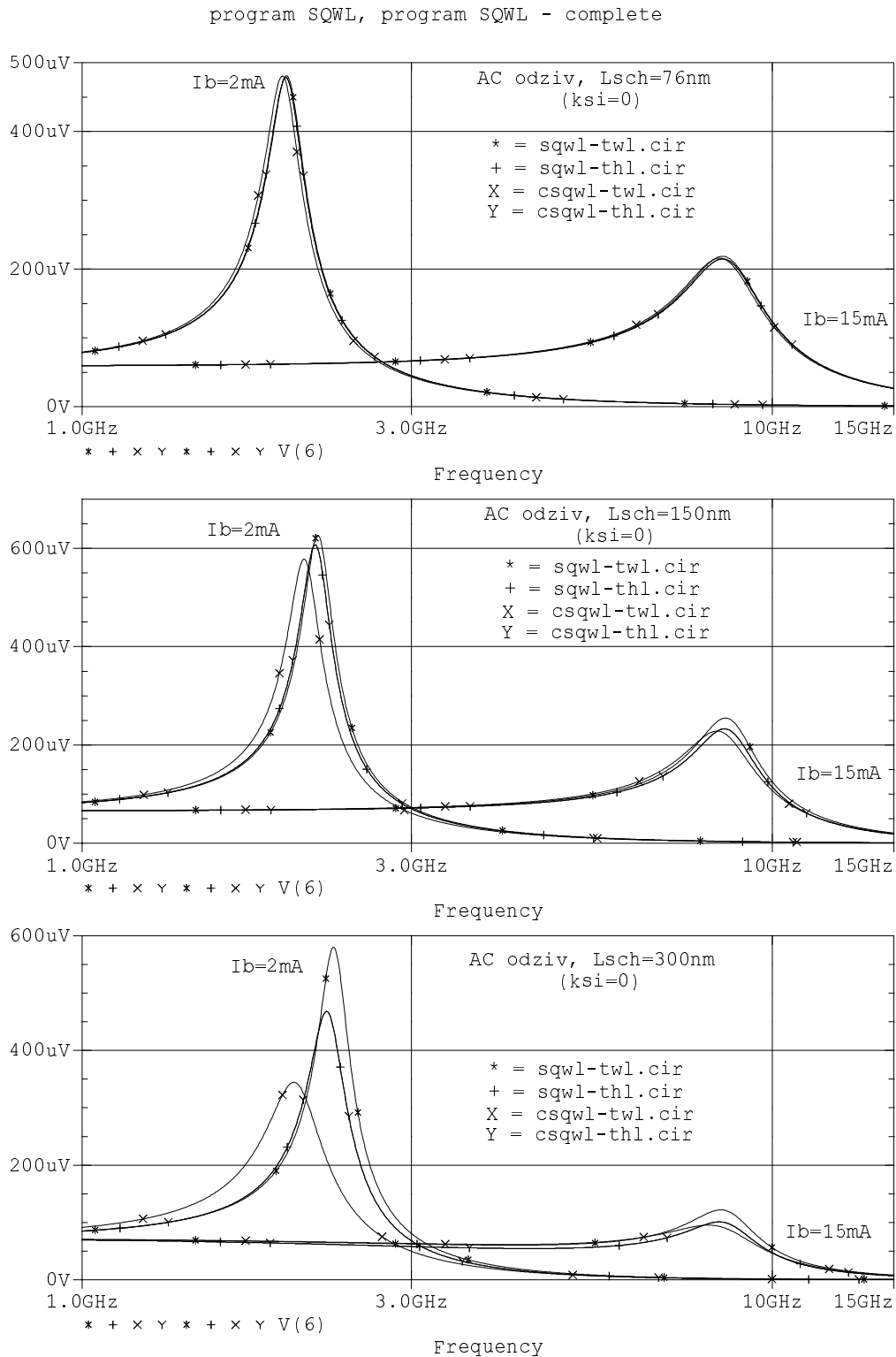
Slika 10.4. Zavisnost struje praga razmatranog SQWL u funkciji faktora curenja za sve tri širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm).

struja praga se najviše menja za velike širine SCH oblasti, što se i vidi sa priložene slike. Za male širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 76$ nm) struja praga je praktično ista za sve faktore curenja manje od $\xi = 0.7$, a potom neznatno raste sve do jako velikih faktora curenja $\xi > 0.95$ za koje se uočava bitan porast. Kako su izrazito velike vrednosti faktora curenja nerealne u praksi, može se reći da su SQWL sa malom širinom SCH oblasti imuni na efekte curenja nosilaca po pitanju struje praga. Za veće širine SCH oblasti situacija je drugačija. Struja praga se menja pri nižim vrednostima faktora curenja. Za $L_{SCH} = 150$ nm već od $\xi > 0.4$, a za $L_{SCH} = 300$ nm od $\xi \gtrsim 0.2$. Promena struje praga do "razumnih" vrednosti faktora curenja nije veća od 5% u prvom i 10% u drugom slučaju. Nakon toga javlja se skok u vrednostima struje praga. Promena struje praga je značajnija za veće širine SCH oblasti, pa se dolazi do zaključka da za velike širine SCH oblasti i pri malim realnim faktorima curenja postoji bitno povećanje struje praga (veće od 5%), što može značajno povećati disipacionu snagu lasera. **Zato se može reći da se efekat struje curenja ne sme zanemariti prilikom analize SQWL sa velikim širinama SCH oblasti, dok se za DC analize lasera sa užim SCH oblastima on ne mora uzimati u obzir.**

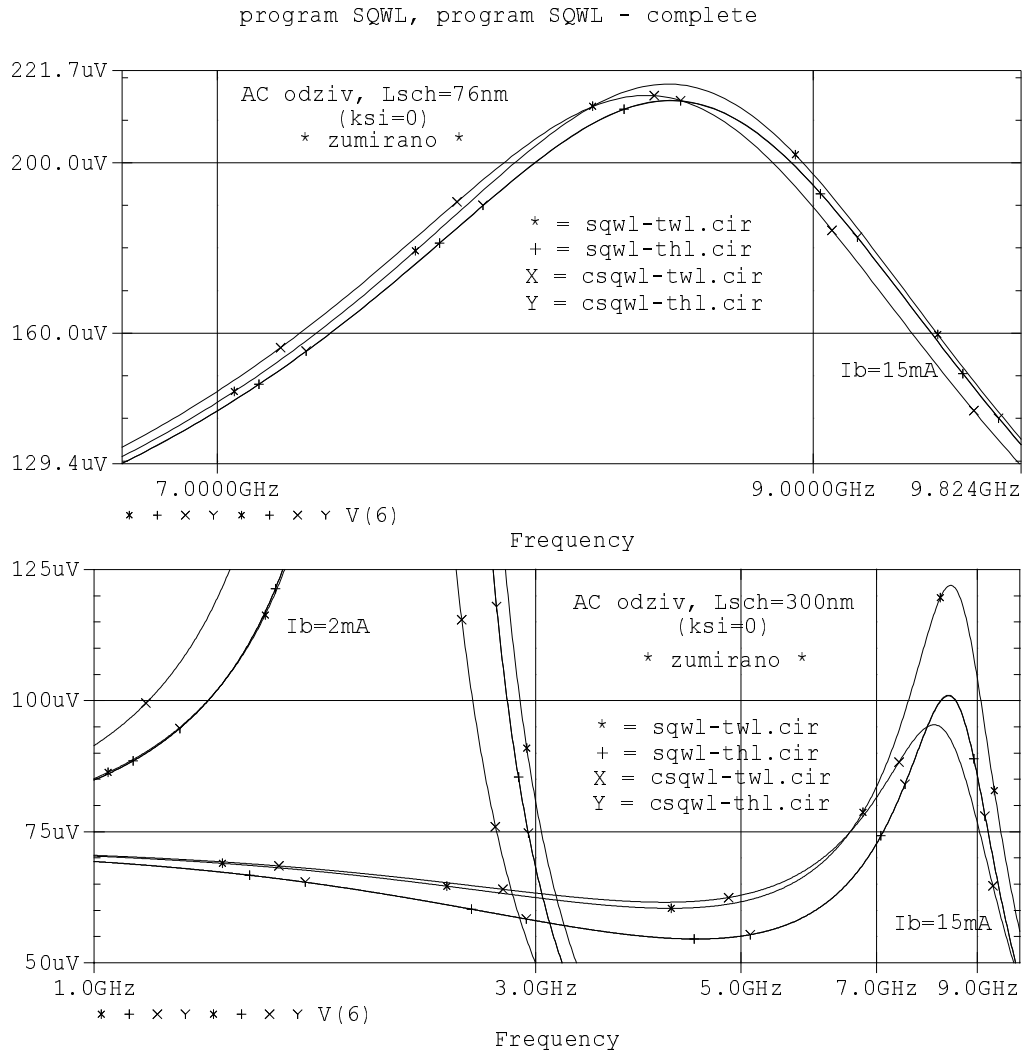
10.2. AC analiza

AC analiza SQWL nam omogućava da odredimo graničnu učestanost lasera; drugi vrlo važan parametar za primene lasera u optičkim komunikacijama. Ovom SPICE analizom se određuje kriva frekventnog odziva lasera. Ona je od posebnog značaja za optimizaciju brzine rada lasera. AC analiza razmatranog BRWL je sprovedena za širok spektar menjanih parametara: tri razmatrane širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm, dve usvojene struje polarizacije $I_B = 2, 15$ mA, tj. niske i visoke polarizacije lasera i niz različitih vrednosti faktora curenja $\xi \in [0, 1)$. Uz to je vršeno i poređenje rezultata dobijenih različitim modelima lasera a analiziran je i uticaj parazitnih elemenata u ekvivalentnom kolu lasera. Svi dobijeni rezultati su prikazani na slikama 10.5.-10.11.

Na slikama 10.5. i 10.6. su prikazani AC odzivi SQWL dobijeni različitim SPICE programima, pomenutim u uvodu ovog dela 10., za sve tri širine SCH oblasti i obe struje polarizacije kad se ne razmatraju efekti struje curenja. Na slici 10.6. su uvećano prikazani isti ovi odzivi za $L_{SCH} = 76\text{nm}$ i $L_{SCH} = 300\text{nm}$ kad je $I_B = 15\text{mA}$ radi potpunijeg uvida u dobijene rezultate. Jasno se uočava da razlika u modelima dolazi do izražaja pri većim širinama SCH oblasti (najveća za $L_{SCH} = 300\text{nm}$) a ne zavisi od polarizacije lasera. Kao i kod DC odziva, programi koji su definisani tronivovskim modelom (sqwl-thl.cir i csqwl-thl.cir) daju potpuno istovetan AC odziv, čime se ponovo potvrđuje tačnost sprovedenih analiza u ovom radu. Vidi se da najbrži odziv daje dvonivovski model bez kola za dodatnu SCH₂ granu, jer ne razmatra emisiju nosilaca iz kvantne jame, dok je dvonivovski model sa kolom za dodatnu SCH₂ granu najsporiji jer dvonivovski model ne poseduje ultra-brzi interfejs koga obezbeđuju pristupna stanja. (Videti sliku 10.5. i gornju sliku na slici 10.6.) Takođe, s obzirom na sliku 10.2., struja praga lasera se bitno razlikuje za velike širine SCH oblasti, pa za istu polarizacionu struju I_B lasera AC odziv, dobijen različitim modelima, ne predstavlja odziv dobijen za podjednako visoku polarizaciju lasera. Niža polarizacija daje sporiji odziv što rezultira dobijenim rasporedom prikazanih AC odziva na slici 10.5. Ovo je manje izraženo za "dovoljno" velike struje polarizacije jer su promene struje praga zanemarljive u odnosu na te velike vrednosti I_B -a. Zbog toga su razlike u odzivima manje za višu polarizaciju lasera ($I_B = 15\text{mA}$).



Slika 10.5. Poređenje AC odziva četiri različita razmatrana SPICE programa, kad nema struje curenja $\xi = 0$. ($L_{SCH} = 76, 150, 300\text{ nm}$, $I_B = 2, 15\text{ mA}$)



Slika 10.6. Poređenje AC odziva (uvećano) četiri različita razmatrana SPICE programa za dve širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 300 \text{ nm}$ i struju polarizacije $I_B = 15 \text{ mA}$, kad nema struje curenja $\xi = 0$.

Za male širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 76 \text{ nm}$) dobijeni AC odzivi su praktično istovetni, dok za veće širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 150, 300 \text{ nm}$) oni se prilično razlikuju. Ovo znači da razlika između dvonivovskog i tronivovskog modela ne postoji za male širine SCH oblasti a jasno je izražena za veće širine SCH oblasti, bez obzira na polarizaciju lasera. Ovim se potvrđuju rezultati izneti u radu [106]. Osim toga, potvrđuju se i druge osnovne karakteristike frekventnog odziva dobijene u radovima [66, 106]:

- rezonantna frekvencija (frekvencija za koju kriva frekventnog odziva dostiže maksi-

mum) raste sa porastom struje polarizacije lasera za isto L_{SCH} ;

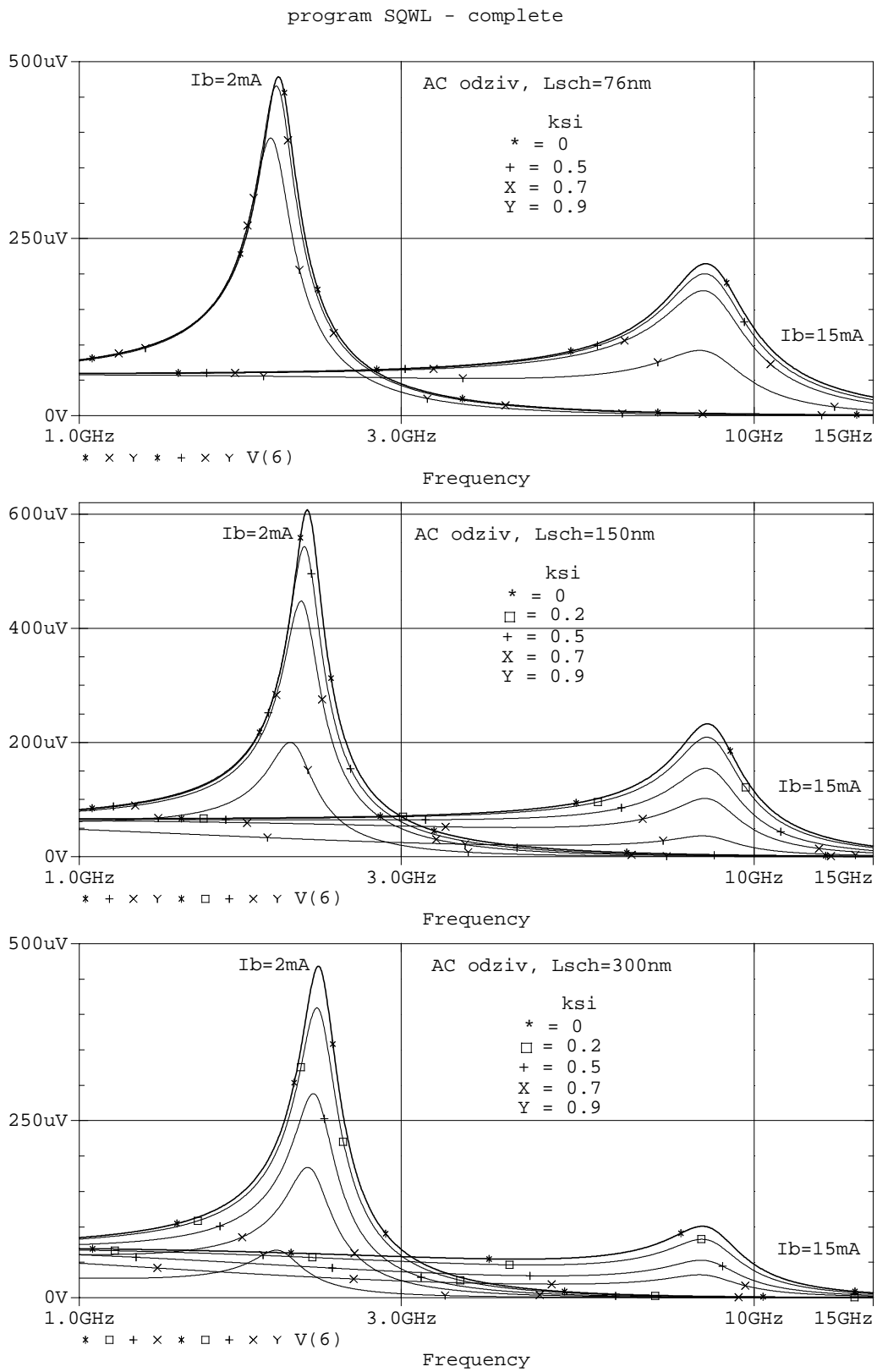
- rezonantni pik frekventnog odziva prvo raste a potom opada i širi se sa porastom struje polarizacije lasera za isto L_{SCH} (prvo tvrđenje se ne vidi na prikazanim slikama, jer nisu dati rezultati za veći broj struja polarizacije lasera zbog obilja simulacionih rezultata, ali simulacije kompletnim modelom ga potvrđuju);

- granična učestanost lasera monotono raste sa porastom struje polarizacije lasera za male širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 76,150$ nm), dok za "dovoljno" velike širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 300$ nm) monotono raste a potom monotono opada pri "dovoljno" velikim strujama polarizacije lasera, zbog postojanja niskofrekventnog *roll-off*-a;

- izražen niskofrekventni *roll-off* u frekventnom odzivu SQWL sa "dovoljno" velikim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 300$ nm).

Ova poslednja karakteristika se uočava na donjoj slici slike 10.6. Frekventni odziv prvo opada pri niskim učestanostima (niskofrekventni *roll-off*) a potom raste i formira rezonantni pik pri visokim učestanostima. Ovo je posledica fizičkih procesa prema kojima nosioci iz pristupnih stanja mogu da se vrata u SCH oblasti i time umanje mogućnost za partipaciju u stimulisanoj rekombinaciji i generaciji izlaznog zračenja. Migracija nosilaca zavisi od odnosa koeficijenata $1/\tau_C$, $1/\tau_G$ i $1/\tau_D$. Prva dva koeficijenta su fiksna za istu širinu QW u SQWL, dok treći opada sa porastom širine SCH oblasti. Za velike širine SCH oblasti on postaje dominantan (najmanje nosilaca napušta SCH oblasti pa ih najmanje dolazi u pristupna stanja), nosioci se "dovoljno" ne dopunjavaju u pristupnim stanjima, što rezultuje u pojavi niskofrekventnog *roll-off*-a. Takođe se uočava da je niskofrekventni *roll-off* bolje modelovan (više izražen) sa tronivovskim nego sa dvonivovskim modelom. To je posledica postojanja pristupnih stanja koja omogućavaju lakši transfer nosilaca nazad u SCH oblasti kao i potpuniju i precizniju karakterizaciju celokupne dinamike nosilaca, a samim tim i modelovanje izraženog niskofrekventnog *roll-off*-a. **Na osnovu ovog se zaključuje da kompletn model daje znatno tačnije rezultate AC odziva SQWL u odnosu na sve druge modele i da je neophodan za optimizaciju brzinskih karakteristika SQWL.**

Prethodno dobijeni frekventni odzivi lasera nisu uzimali u obzir struju curenja



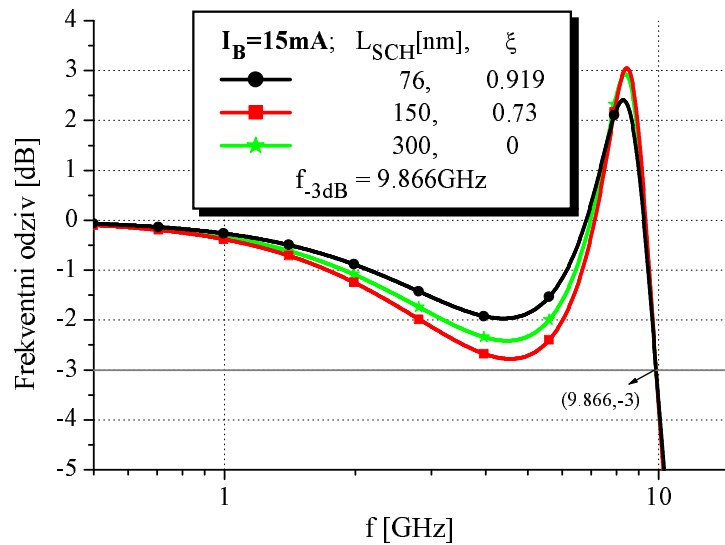
Slika 10.7. Poređenje AC odziva (KM, $\xi \neq 0$, $L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm, $I_B = 2, 15$ mA).

($\xi = 0$) te ih možemo smatrati idealnim ili običnim frekventnim odzivima SQWL. Kad se struja curenja uzme u obzir ($\xi > 0$) frekventni odziv SQWL opada (smanjuje se i širi rezonantni pik frekventnog odziva), a samim tim smanjuje se i njegova granična učestanost. Ovakve frekventne odzive nazvamo realnim, jer svaka praktična naprava poseduje neku struju curenja¹⁹. Realni frekventni odzivi (AC odzivi za $\xi \neq 0$) dobijeni kompletnim modelom su prikazani na slici 10.7. za sve tri širine SCH oblasti i obe razmatrane struje polarizacije. Uticaj struje curenja na frekventni odziv SQWL je prilično degradirajući posebno za veće faktore curenja, što zavisi od same materijalne i geometrijske konstrukcije lasera. On postoji za sve širine SCH oblasti i izraženiji je pri višim polarizacijama lasera. Za male širine SCH oblasti i niske polarizacije lasera ($L_{SCH} = 76\text{nm}$ i $I_B = 2\text{mA}$) uticaj je najmanji i postoji samo za jako velike faktore curenja ($\xi \geq 0.7$). Pri višim polarizacijama istog lasera ($L_{SCH} = 76\text{nm}$ i $I_B = 15\text{mA}$) uticaj je veći i vidljiv je za $\xi \geq 0.5$. Za velike širine SCH oblasti $L_{SCH} = 150\text{nm}$ i $L_{SCH} = 300\text{nm}$ uticaj struje curenja je jako izražen i pojavljuje se već od $\xi \geq 0.2$ i $\xi > 0$, tj. za svaku struju curenja, respektivno, bez obzira na struje polarizacije lasera. Ono što je vrlo važno za realni frekventni odziv je da granična učestanost lasera može biti znatno manja od iste za odgovarajući idealni frekventni odziv (ovo će biti detaljno analizirano na kraju ovog dela; videti sliku 10.11.), čime se bitno smanjuje predviđena brzina rada lasera. Osim toga, sa priložene slike se vidi da se niskofrekventni *roll-off* kod realnog frekventnog odziva pojavljuje i pri manjim širinama SCH oblasti za "dovoljno" velike faktore curenja i pri "dovoljno" velikim strujama polarizacije lasera ($L_{SCH} = 76\text{nm}$ za $\xi = 0.9$ pri $I_B = 15\text{mA}$, $L_{SCH} = 150\text{nm}$ za $\xi = 0.5$ pri $I_B = 15\text{mA}$, $L_{SCH} = 300\text{nm}$ za $\xi = 0.7$ već pri $I_B = 2\text{mA}$ i naravno $L_{SCH} = 300\text{nm}$ za $\xi \geq 0$ pri $I_B = 15\text{mA}$). Ovde se ponovo ističe značaj kompletnog modela za pravilno i tačno modelovanje realnog frekventnog odziva posebno niskofrekventnog *roll-off*-a, kao i za tačno određivanje granične učestanosti lasera. S obzirom na dobijene rezultate i na činjenicu da su faktori curenja $\xi \geq 0.7$ (a posebno $\xi \geq 0.9$) nerealni (jer svaki kvalitetni pravilno dizajnirani SQWL ne bi smeo da ima toliko veliku struju curenja),

¹⁹Struja curenja u razmatranoj strukturi ne bi postojala ako bi QW bila beskonačno duboka (100% usisavala nosioce; $\tau_C = 0$) što je nemoguće za realne naprave.

može se reći da je uticaj struje curenja na SQWL sa malom širinom SCH oblasti ($L_{SCH} = 76\text{nm}$) pri niskim polarizacijama ($I_B = 2\text{mA}$) praktično zanemarljiv dok je za "dovoljno" velike širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 150\text{nm}$ i $L_{SCH} = 300\text{nm}$) on izražen bez obzira na polarizacije lasera. **Ovo navodi na zaključak da se uticaj struje curenja na frekventni odziv SQWL ne sme zanemarivati.**

Poređenje idealnog i realnih AC odziva (u dB) prikazano je i na slici 10.8. Izabrani



Slika 10.8. Poređenje idealnog (običnog, $\xi = 0$) i realnih ($\xi \neq 0$) frekventnih odziva razmatranog SQWL, dobijenih kompletnim modelom ($L_{SCH} = 76, 150, 300\text{ nm}$, $I_B = 15\text{mA}$).

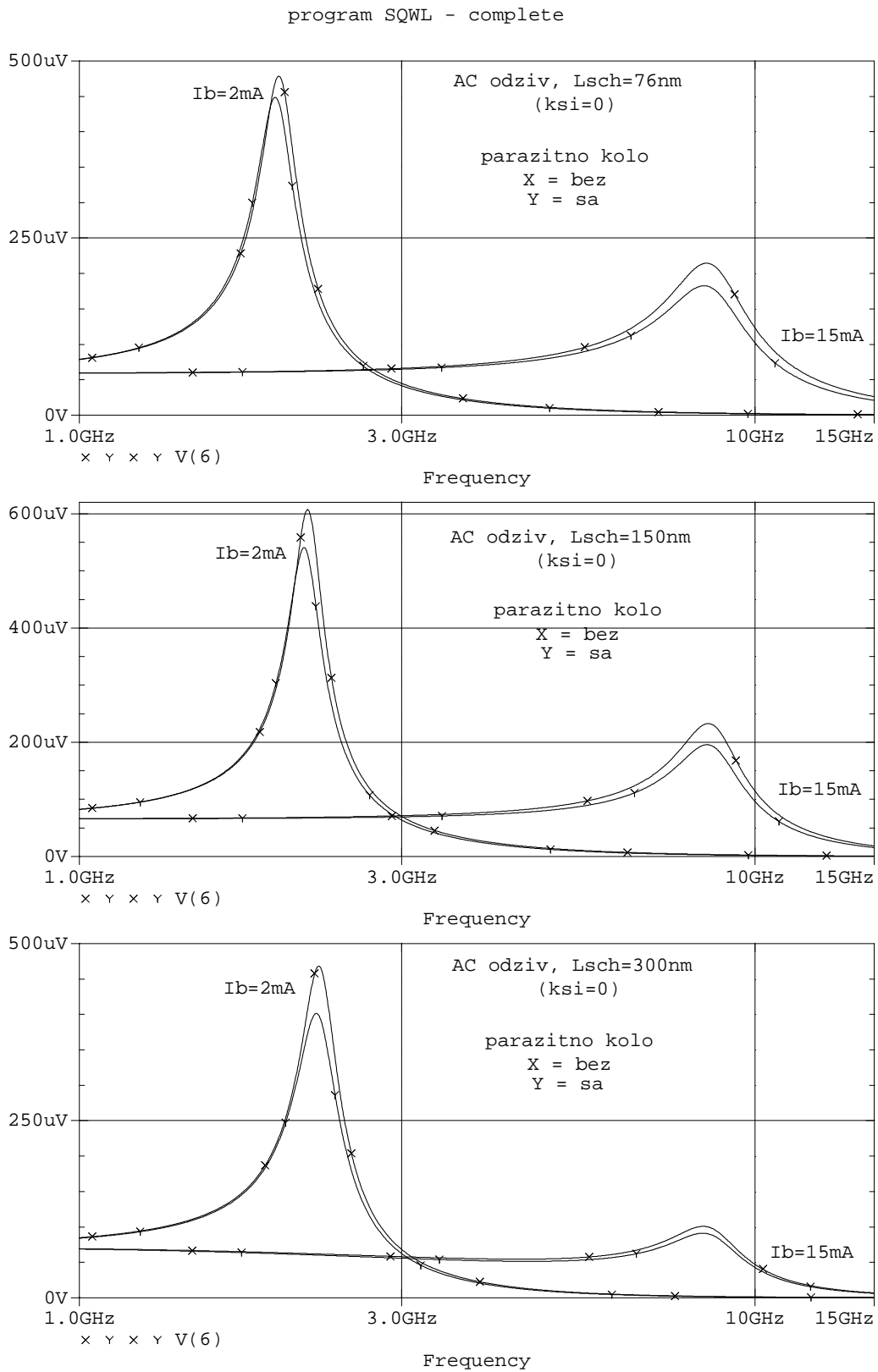
su AC odzivi koji imaju istu vrednost granične učestanosti $f_{-3dB} = 9.87\text{GHz}$ i to za: $L_{SCH} = 76\text{nm}$ i $\xi = 0.919$, $L_{SCH} = 150\text{nm}$ i $\xi = 0.73$ i $L_{SCH} = 300\text{nm}$ i $\xi = 0$, pri $I_B = 15\text{mA}$. Sa slike se vidi da su AC odzivi slični i da imaju različito izražen niskofrekventni *roll-off* što zavisi od širine SCH oblasti i razmatranog faktora curenja. Ni u jednom slučaju niskofrekventni *roll-off* ne pada ispod -3dB , pa ne ugrožava vrednost odgovarajuće granične učestanosti. Dobijeni rezultat pokazuje da se realni frekventni odziv SQWL približno poklapa sa idealnim frekventnim odzivom SQWL različite strukture, dok su im granične učestanosti potpuno jednake. Ovo navodi na zaključak da se realni frekventni odziv može odrediti približno a njegova granična učestanost tačno, korišćenjem jednostavnijih (a istovremeno i bržih) modela za analizu SQWL koji ne uračunavaju uticaj struje curenja. Ovo je vrlo značajno jer

se efikasno, primenom jednostavnijih kalibrisanih²⁰ dizajnerskih alata, može obaviti tačna brzinska optimizacija SQWL.

Brzinu rada svakog lasera ograničavaju značajno i parazitni elementi koji se pojavljuju kad se laser integriše sa drugim optoelektronskim komponentama u komercijalno raspoloživ čip. Zato je u sklopu celokupne analize AC odziva SQWL sprovedena i analiza uticaja parazitnog kola (kola koga sačinjavaju parazitni elementi u formiranoj ekvivalentnoj električnoj šemi SQWL) na brzinu rada lasera. Na slici 10.9. su prikazani AC odzivi SQWL, dobijeni kompletnim modelom (simulacijom kompletnog ekvivalentnog električnog kola SQWL sa i bez parazitnog kola) kad se ne uzima u obzir struja curenja za sve tri širine SCH oblasti i obe vrednosti struje polarizacije lasera. Dobijeni su očekivani rezultati. Uključenje parazitnih elemenata smanjuje i širi rezonantni pik na krivim frekventnog odziva i pojačava niskofrekventni *roll-off*, što uzrokuje smanjenje granične učestanosti lasera. Smanjenje granične učestanosti, tj. brzine rada lasera, postoji bez obzira na izabranu lasersku strukturu (širinu SCH oblasti) i visinu polarizacije lasera. Može se reći da je ovo smanjenje kritičnije za veće granične učestanosti lasera, tj. veće struje polarizacije lasera, a posebno za velike širine SCH oblasti, jer dodatno smanjenje niskofrekventnog *roll-off*-a može drastično oboriti graničnu učestanost za niže polarizacije lasera nego što je to slučaj kad se parazitni elementi ne uzimaju u obzir. Ovi rezultati se u potpunosti podudaraju sa rezultatima prikazanim u radu [106]. Uticaj parazitnih elemenata na frekventni odziv SQWL je sličan uticaju struje curenja, a razlika je u tome što uticaj struje curenja nije isti za različite laserske strukture i režime rada lasera dok je uticaj parazitnih elemenata uvek približno isti. Kao zaključak se može reći da će se brzina rada lasera linearno smanjiti, u svim optimizacionim slučajevima, zbog postojanja parazitnih elemenata u ekvivalentnom električnom kolu, te time neće bitnije uticati na izbor optimalne strukture SQWL prilikom njenog dizajna.

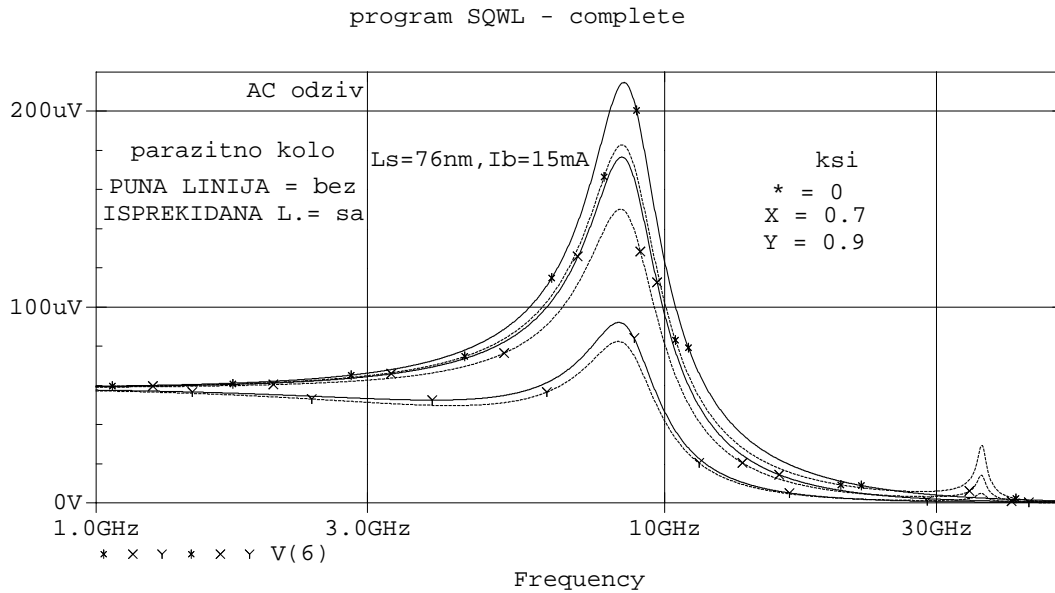
Uticaj struje curenja na kompletan odziv SQWL, tj. odziv kompletnog ekvivalentnog kola sa parazitnim elementima, pokazan je na slici 10.10. na kojoj su prikazani AC

²⁰Prethodno je neophodno, primenom kompletnog modela SQWL, pravilno obaviti karakterizaciju tj. kalibrisati odgovarajući uprošćeni model SQWL.



Slika 10.9. Poređenje AC odziva ($KM \mp$ par. kolo, $L_{SCH} = 76, 150, 300\text{ nm}$, $I_B = 2, 15\text{ mA}$).

odzivi SQWL za širinu SCH oblasti $L_S = 76\text{nm}$, struju polarizacije $I_B = 15\text{mA}$ i faktore curenja $\xi = 0, 0.7, 0.9$. Uočava se isti trend dampovanja krive frekventnog

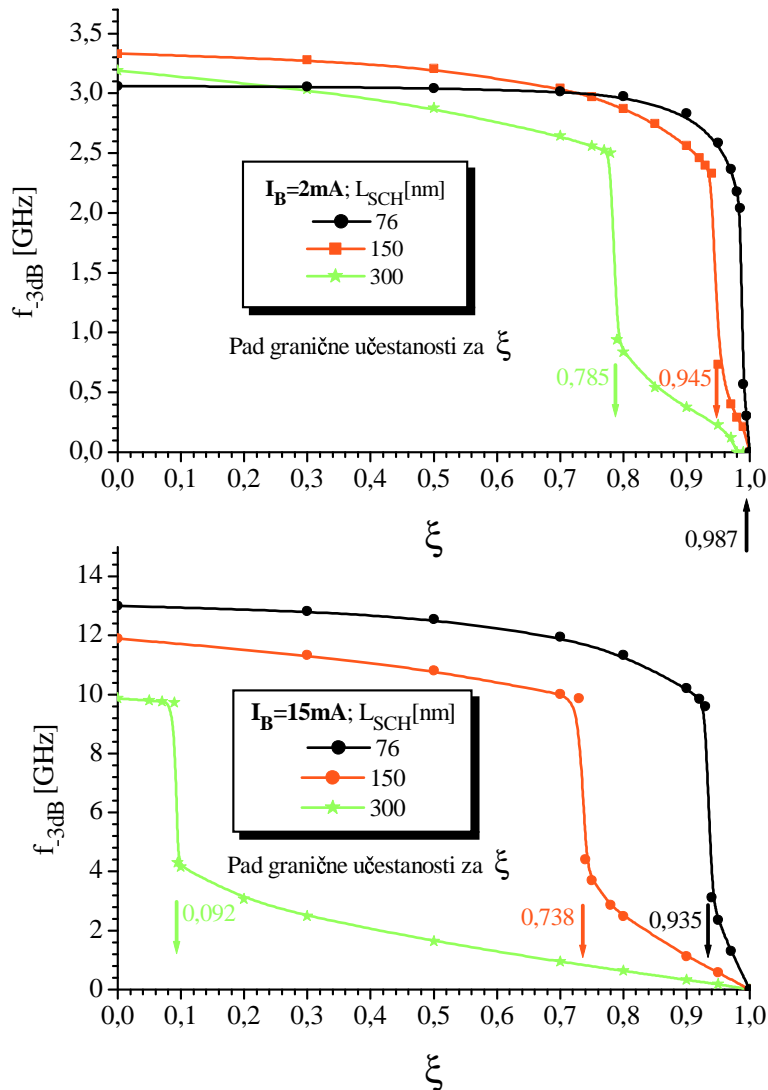


Slika 10.10. Poređenje AC odziva dobijenih kompletnim modelom, zanemarujući i uzimajući u obzir parazitne efekte opisane parazitnim kolom, za širinu SCH oblasti $L_{SCH} = 76\text{nm}$ i struju polarizacije $I_B = 15\text{mA}$ kad se uzima u obzir struja curenja $\xi \neq 0$.

odziva kao što je to bio slučaj za AC odziv prikazan na slici 10.7. Nije prikazan odziv za manje vrednosti faktora curenja ($\xi = 0.5$) zbog jasnoće slike. Dampovanje AC odziva je rezultat superpozicije uticaja parazitnih efekata i uticaja struje curenja. Vidi se da je za veće faktore curenja uticaj parazitnih elemenata smanjen, tj. jako izraženo curenje nosilaca minimizira uticaj parazitnih efekata, jer je AC odziv tad već "dovoljno" dampovan. Parazitni elementi uslovljavaju pojavu još izraženijeg niskofrekventnog *roll-off*-a pri "dovoljno" velikim vrednostima faktora curenja, što dodatno nepovoljno utiče na brzinu rada realnih naprava. Sa priložene slike se vidi da dobijeni frekventni odzivi, za kolo sa parazitnim elementima, poseduju i drugi pik pri jako velikim učestanostima (iznad 30GHz) (na slici 10.9. se on ne vidi jer su prikazani odzivi samo do 15GHz radi uniformnosti sa prethodno predstavljanim rezultatima), koji je posledica sopstvene učestanosti parazitnog kola jer ono sadrži induktivne i kapacitivne parazitne elemente. Taj pik nije dominantan i nema uticaja na brzinske karakteristike lasera. Kao zaključak se ističe da je uticaj parazitnih elemenata na re-

alni frekventni odziv SQWL istovetan uticaju istih na idealni frekventni odziv SQWL sa istim odgovarajućim posledicama.

Na kraju ove analize pokazaće se direktan uticaj struje curenja na brzinu rada SQWL. Na slici 10.11. prikazana je zavisnost granične učestanosti razmatranog lasera u funkciji faktora curenja za sve tri širine SCH oblasti i obe struje polarizacije lasera. Korišćen je kompletan model, a nije uračunavan uticaj parazitnih elemenata. Gornja



Slika 10.11. Zavisnost granične učestanosti BRWL u funkciji faktora curenja za sve tri širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 76, 150, 300\text{ nm}$) i dve struje polarizacije $I_B = 2, 15\text{ mA}$.

slika prikazuje poređenje dobijenih krivih za niske polarizacije lasera ($I_B = 2\text{mA}$), a donja za visoke ($I_B = 15\text{mA}$). Faktor curenja je menjan u širokom intervalu vrednosti

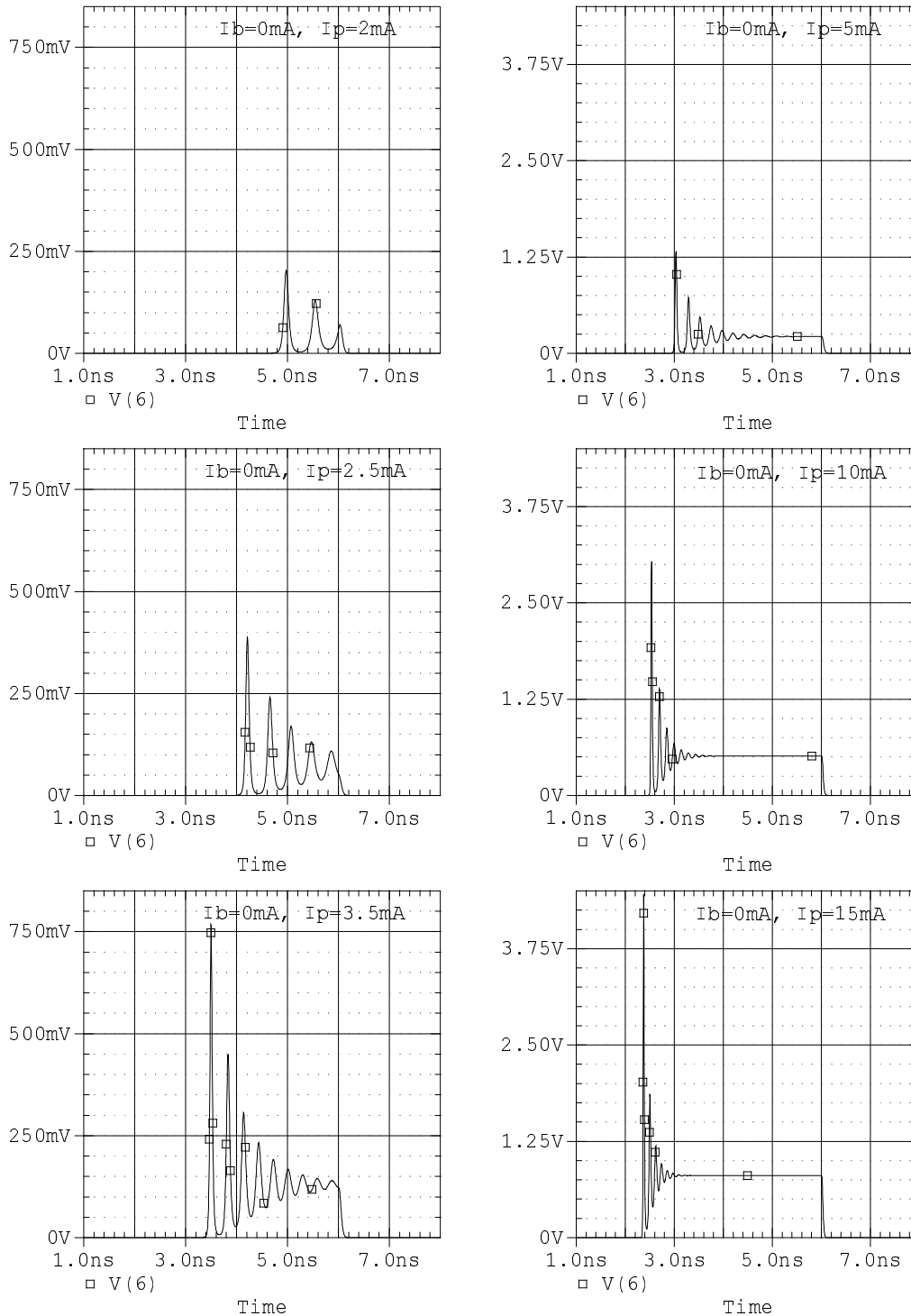
od 0 pa do 0.995. Svi dobijeni frekventni odzivi u toku simulacionog postupka su imali karakterističan oblik koji prati rezultate prikazane ranije u ovom delu. Na osnovu njih su određene prikazane vrednosti granične učestanosti lasera. Iz dobijenih rezultata se uočava da razmatrane zavisnosti u svim slučajevima karakteriše nagli pad za određene vrednosti faktora curenja. Te vrednosti faktora curenja su manje za veće širine SCH oblasti i više polarizacije lasera. U slučaju nižih polarizacija lasera ove vrednosti faktora curenja su jako velike ($\xi > 0.7$), dok za visoke polarizacije one mogu biti i jako male ($\xi < 0.1$). Sa slike se vidi da curenje nosilaca obara graničnu učestanost lasera u svim slučajevima sem u slučaju niskih polarizacija lasera i malih širina SCH oblasti ($I_B = 2\text{mA}$ i $L_{SCH} = 76\text{nm}$), za realne vrednosti faktora curenja ($\xi \lesssim 0.7$). Pad granične učestanosti je veći za veće širine SCH oblasti i naglo se povećava sa porastom polarizacije lasera. Karakteristični skokovit pad razmatranih zavisnosti se javlja za kritične faktore curenja ξ_K : 0.987, 0.945 i 0.785 pri $I_B = 2\text{mA}$ i 0.935, 0.738 i 0.092 pri $I_B = 15\text{mA}$ za $L_{SCH} = 76, 150, 300\text{ nm}$, respektivno. On je posledica "dovoljno" velikog smanjenja niskofrekventnog *roll-off*-a (ispod definisane granice od -3dB) na odgovarajućim frekventnim odzivima, zbog čega se vrednost granične učestanosti obara za dekadu. Od svih kritičnih graničnih učestanosti realnu vrednost ima samo $\xi_K = 0.092 (\lesssim 0.7)$. Ovo navodi na zaključak da je uticaj struje curenja na frekventni odziv SQWL naročito pojačan za velike širine SCH oblasti pri visokim polarizacijama lasera, jer se tad drastično smanjuje brzina rada lasera zbog izraženog niskofrekventnog *roll-off*-a koji se dodatno pojačava povećanjem struje curenja. **Kao opšti zaključak sa sigurnošću se može reći da je uticaj struje curenja na brzinske karakteristike SQWL vrlo značajan. On se nikako ne sme zanemariti u analizi frekventnog odziva i optimizaciji ultra-brzih SQWL (zanemarenje je moguće samo za male širine SCH oblasti i niske polarizacije lasera kad on ima znatno nižu graničnu učestanost $\sim 3\text{GHz}$), a od presudnog značaja je za optimizaciju SQWL sa širokim SCH oblastima pri optimalnim ("dovoljno visokim") polarizacijama lasera.**

10.3. TRAN analiza

Tran analiza SQWL omogućava određivanje vremenskog odziva lasera na proizvoljan pobudni (digitalni) signal, što je od izuzetne važnosti za primene lasera u optičkim komunikacijama. Njom se ustvari određuje impulsni odziv lasera. Pomoću dobijenih rezultata Tran analize moguće je odrediti *turn-on delay time* τ_{onD} (vreme kašnjenja emitovanja izlaznog zračenja lasera u toku startovanja, kad je on polarizovan ispod praga), *extinction ratio* - ER (odnos "on" i "off" izlazne snage lasera, kad je on polarizovan iznad praga), *power penalty* (veličina koja definiše gubitak snage optičkog signala duž optičke komunikacione veze) i druge veličine koje se koriste za karakterizaciju u optičkim komunikacijama, što olakšava analizu celokupnog optičkog sistema. Kao pobudni digitalni signal za dobijanje Tran odziva SQWL korišćen je pravougaoni impuls trajanja 4ns, koji startuje u drugoj ns i traje do šeste ns. Početni polarizacioni nivo impulsa je I_B (logička "0", tj. "off" izlazna snaga), a visina impulsa je I_P ($I_B + I_P$ - logička "1", tj. "on" izlazna snaga). Vreme uspona i vreme pada impulsa su zanemarljivi u odnosu na trajanje impulsa, start lasera (*laser turn-on*) i smirivanje lasera (*laser turn-off*). Vrednosti početne polarizacije lasera I_B i visine impulsa I_P su menjane u toku analize. Simulacije su vršene za tri razmatrane širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm i niz različitih vrednosti faktora curenja $\xi \in [0, 1)$. Kao i kod AC odziva vršeno je poređenje rezultata dobijenih različitim modelima lasera, a analiziran je i uticaj parazitnih elemenata u ekvivalentnom kolu lasera. Dobijeni rezultati su prikazani na priloženim slikama koje slede.

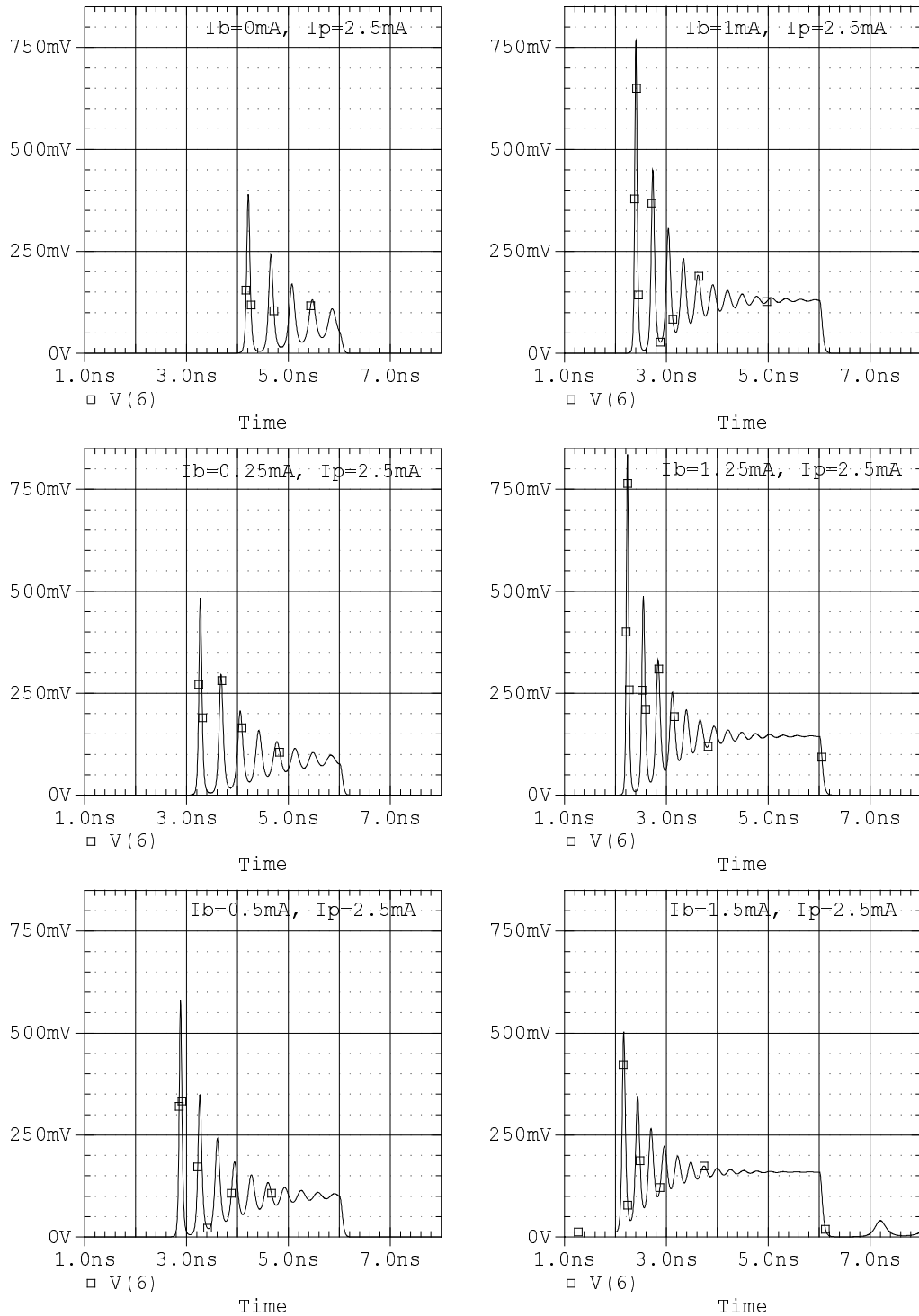
Na prve dve slike 10.12. i 10.13. je prikazan laser start tj. "paljenje" lasera. Želi se prikazati startovanje lasera tj. promena odziva lasera na digitalnu impulsnu pobudu sa porastom njegove polarizacije. Na osnovu ovih slika se na najbolji način uočava ponašanje lasera prilikom nagle promene njegovog radnog režima. Na slici 10.12. je prikazan laser start kad, pre pobude digitalnim impulsom, laser nije bio polarizovan ($I_B = 0$ mA), za različite visine pobudnog impulsa $I_P = 2, 2.5, 3.5, 5, 10, 15$ mA, dok je na slici 10.13. visina pobudnog impulsa održavana konstantna ($I_P = 2.5$ mA), a menjana je početna polarizacija lasera $I_B = 0, 0.25, 0.5, 1, 1.25, 1.5$ mA, tj. "off" izlazna snaga lasera. U oba slučaja za dobijanje Tran odziva korišćen je kompletan

program SQWL - complete,
 Tran odziv, Lsch=76nm (ksi=0)
 -- Laser start --



Slika 10.12. Laser start. Tran odziv dobijen kompletnim modelom za $L_{SCH} = 76nm$, $I_B = 0mA$ i $I_P = 2, 2.5, 3.5, 5, 10, 15 mA$ ($\xi = 0$).

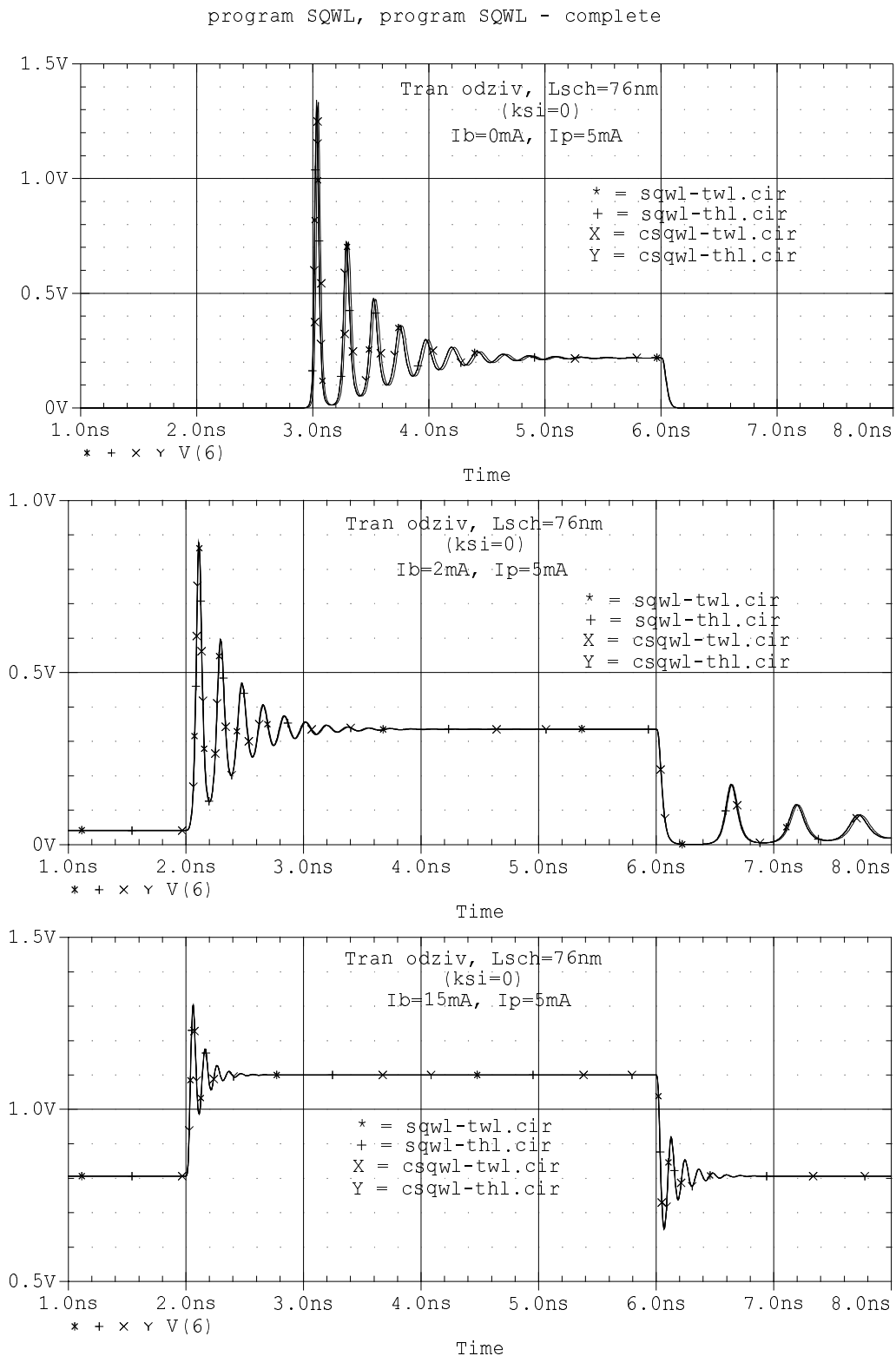
program SQWL - complete,
 Tran odziv, Lsch=76nm (ksi=0, Ith=1.29mA)
 -- Laser start --



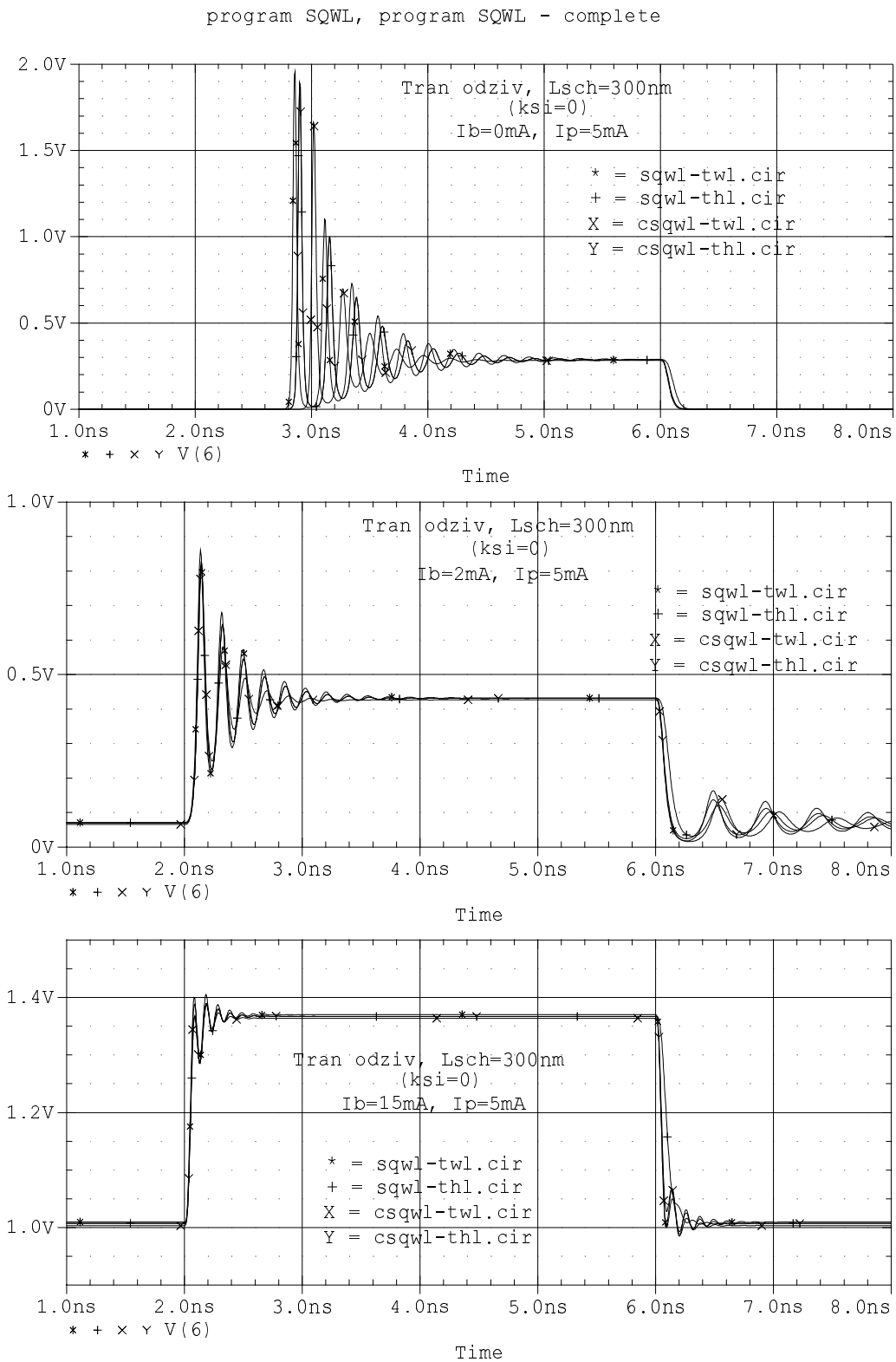
Slika 10.13. Laser start. Tran odziv dobijen kompletnim modelom za $L_{SCH} = 76\text{nm}$, $I_B = 0, 0.25, 0.5, 1, 1.25, 1.5\text{ mA}$ i $I_P = 2.5\text{mA}$ ($\xi = 0$).

model, efekat struje curenja nije uračunavan, a širina SCH oblasti lasera je $L_{SCH} = 76\text{nm}$. Sa prve slike se uočava da je za male vrednosti visine pobudnog impulsa ($I_P \leq 3.5\text{mA}$) njegovo trajanje kratko da bi laser dostigao ravnotežno stanje "on" izlazne snage, tj. može se reći da laser nije "upaljen". Za veće vrednosti I_P laser dostiže ravnotežno stanje i prati oblik pobudnog digitalnog impulsa. Sa porastom "on" nivoa snage smanjuje se vreme smirivanja laserskih oscilacija, kao i kašnjenje lasera. Kašnjenje lasera je značajno u svim slučajevima s obzirom da laser startuje iz stanja mirovanja ($I_B = 0\text{mA}$). Takođe se povećava "on" nivo izlazne snage lasera, što je bitno za primene u optičkim komunikacijama. Ovo nam govori da u zavisnosti od "off" nivoa izlazne snage lasera, tj. njegove početne polarizacije (I_B) zavisi neophodna visina pobudnog impulsa (I_P) da bi laser imao pravilan rad tj. koristan Tran odziv. Ovo je dokazano na drugoj slici na kojoj se uočava da povećanje početne polarizacije lasera ($I_B < I_{th}$) za istu visinu pobudnog impulsa (I_P) automatski smanjuje kašnjenje lasera kao i vreme smirivanja oscilacija na "on" izlaznom nivou snage nakon starta. Sem toga kašnjenje lasera je značajno manje ($0.1\text{ns} < \tau_{onD} \leq 2.1\text{ns}$) u odnosu na kašnjenje koje laser ima kad je startovao bez polarizacije ($0.3\text{ns} < \tau_{onD} \leq 2.8\text{ns}$). Na kraju je prikazan i odziv lasera kad je on polarizovan iznad praga ($I_B = 1.5\text{mA} > I_{th} = 1.29\text{mA}$) gde se uočava da laser ne kasni za pobudnim impulsom, poseduje najmanje vreme smirivanja prilikom starta, ali se pojavljuju i oscilacije na "off" izlaznom nivou snage nakon prestanka pobudnog impulsa. Na osnovu ovih rezultata se izvodi zaključak da je za laser bolje da je polarizovan iznad praga, za primene u optičkim komunikacijama, jer mu je Tran odziv tad kvalitetniji (brži - τ_{onD} manje, neophodan slabiji pobudni impuls I_P). Međutim to uslovljava potrošnju lasera na "off" izlaznom nivou snage (laser je uglavom na ovom nivou snage u toku rada), koju nema kad nije polarizovan, zbog čega mu se pogoršava energetska bilans. Iz tog razloga je neophodno tražiti kompromis između ovih različitih zahteva kako bi se obezbedio najoptimalniji rad lasera.

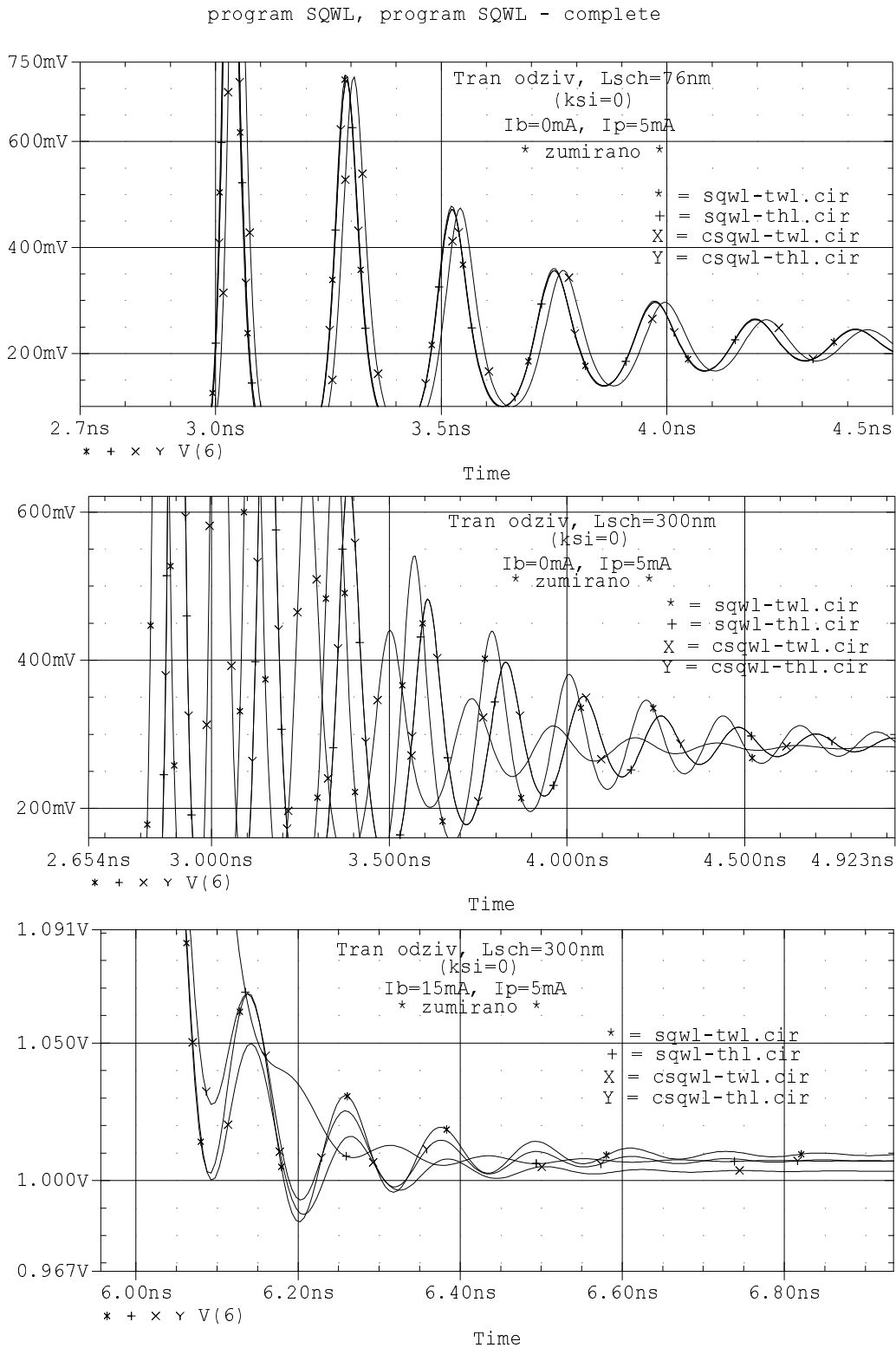
Na slikama 10.14. i 10.15. su prikazani Tran odzivi SQWL dobijeni različitim SPICE programima, pomenutim u uvodu ovog dela 10., za dve širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76,300\text{ nm}$, respektivno, kad se u obzir ne uzima struja curenja. Razma-



Slika 10.14. Poređenje Tran odziva četiri različita razmatrana SPICE programa, kad nema struje curenja $\xi = 0$ ($L_{SCH} = 76\text{nm}$, $I_B = 0, 2, 15\text{ mA}$, $I_P = 5\text{mA}$).



Slika 10.15. Poređenje Tran odziva četiri različita razmatrana SPICE programa, kad nema struje curenja $\xi = 0$ ($L_{SCH} = 300\text{nm}$, $I_B = 0, 2, 15 \text{ mA}$, $I_P = 5\text{mA}$).

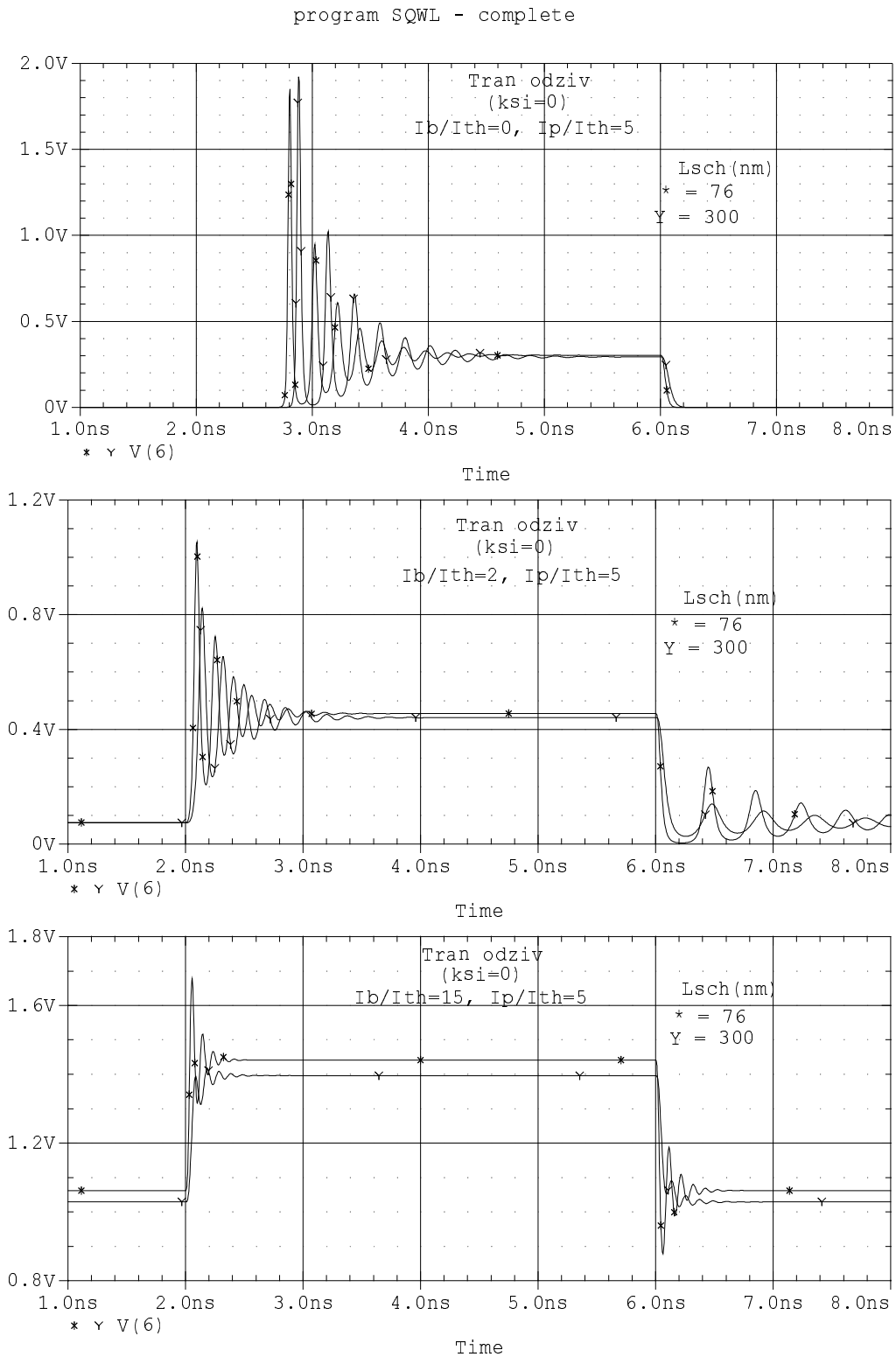


Slika 10.16. Poređenje Tran odziva (uvećano) četiri različita razmatrana SPICE programa ($\xi = 0$, $L_{SCH} = 76, 300$ nm, $I_B = 0; 0, 15$ mA, $I_P = 5$ mA, respektivno).

trana su tri različita slučaja: laser ispod praga $I_B = 0\text{mA}$, laser iznad praga - niska početna polarizacija lasera $I_B = 2\text{mA}$ i laser iznad praga - visoka početna polarizacija lasera $I_B = 15\text{mA}$. U svim slučajevima je visina pobudnog impulsa bila $I_P = 5\text{mA}$. Na slici 10.16. su uvećano prikazani isti ovi karakteristični odzivi za $L_{SCH} = 76\text{nm}$, $I_B = 0\text{mA}$ i $L_{SCH} = 300\text{nm}$, $I_B = 0,15\text{ mA}$ radi boljeg sagledavanja rezultata dobijenih različitim modelima. Dobijeni rezultati potvrđuju zaključke iznete za DC i AC analizu. Tran odzivi dobijeni različitim modelima se više razlikuju za veće širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) i pri nižim polarizacijama lasera (polarizacijama ispod praga - $I_B = 0\text{mA}$). Sa priloženih slika je vidljivo da za male širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 76\text{nm}$) i polarizacije iznad praga praktično nema razlike u Tran odzivima dobijenim različitim modelima, dok je u slučaju velikih širina SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) i visokih polarizacija lasera iznad praga ($I_B = 15\text{mA}$) razlika minimalna i jasno uočljiva samo prilikom smirivanja Tran odziva lasera. Tran odziv dobijen dvonivovskim modelom bez uračunavanja emisije nosilaca iz QW ima najmanje kašnjenje što odgovara najbržem AC odzivu, a razlog je isti: usvojeno zanemarenje emisije nosilaca iz QW. Najveće kašnjenje ima dvonivovski model sa obe SCH grane, jer ne poseduje ultra-brzi interfejs - pristupna stanja, kao i u slučaju AC odziva (najsporiji AC odziv). Dok pri malim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 76\text{nm}$) razlika u Tran odzivima postoji samo za polarizacije ispod praga, pri velikim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) ona je uočljiva i za polarizacije iznad praga lasera. To je posledica veće razlike u struji praga za lasere sa širim SCH oblastima (vidi sliku 10.2.). Tek pri "dovoljno" visokim polarizacijama lasera ($I_B = 15\text{mA}$) ove promene su zanemarljive pa su i razlike u Tran odzivima zanemarljive. Takođe je pokazano (videti uvećane Tran odzive na slici 10.16., a posebno na slici u sredini) da programi definisani tro-nivovskim modelom (sqwl-thl.cir i csqwl-thl.cir) daju isti Tran odziv SQWL prilikom startovanja lasera, kao što je to bio slučaj za DC i AC odziv SQWL. Međutim, prilikom smirivanja lasera odzivi dobijeni sa ova dva modela se razlikuju za velike širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) (Treća slika na slici 10.16. uvećano pokazuje *laser turn-off* tj. smirivanje lasera gde se jasno uočava razlika u Tran odzivima dobijenim različitim modelima.). Ovo je jako teško objasniti, jer konkretno odstupa najviše

odziv simuliran programom sqwl-thl.cir. Sigurno je reč o složenim procesima razmene nosilaca kad do izražaja najviše dolazi velika širina SCH oblasti. Kad dođe do naglog pada pobudne struje lasera, u SCH oblasti(ma) se trenutno akumulira određena količina nosilaca, što uslovljava izraženije početno kašnjenje smirivanja izlaznog svetlosnog zračenja. Simulacija pokazuje da u slučaju modela bez dodatne SCH₂ grane sa uključenom emisijom nosilaca iz QW jame ova razmena pokretnih nosilaca ima najgori bilans. **Ovo pokazuje da velika usloženost svih fizičkih procesa koji se odvijaju unutar laserske diode definiše njen (Tran) odziv na način koji je jako teško detaljno predvideti te da je neophodno koristiti najobuhvatniji model, a to je kompletan model, ako se želi što tačnija simulacija u svim režimima rada ultra-brzih SQWL.**

Poređenje Tran odziva SQWL sa malim ($L_{SCH} = 76\text{nm}$) i velikim ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) širinama SCH oblasti u različitim režimima rada prikazano je na slici 10.17. Razmatrani su odzivi ispod praga za nultu početnu polarizaciju lasera i odzivi iznad praga pri niskim ($I_B/I_{th} = 2$) i visokim ($I_B/I_{th} = 15$) polarizacijama. U svim slučajevima normalizovana vrednost pobudnog strujnog impulsa je 5. Ovde su (namerno) korišćene normalizovane vrednosti strujne polarizacije i pobudnog strujnog digitalnog impulsa kako bi se obezbedio istovetan radni režim SQWL sa različitim širinama SCH oblasti, s obzirom da su im struje praga različite pa bi za istu izabranu odgovarajuću vrednost struje u mA laser sa većom širinom SCH oblasti bio više polarizovan. To bi moglo usloviti izvođenje pogrešnih zaključaka o realnom radu laserske diode. Normalizacija je ostvarena u odnosu na struju praga I_{th} . Na takav način se obezbeđuje kvalitetno definisanje radnog režima SQWL. U slučaju polarizacije lasera ispod praga (gornja slika na slici 10.17.) dobijeni rezultati pokazuju veće kašnjenje odziva za SQWL sa većom širinom SCH oblasti i to u konkretnom slučaju veće za oko 0.1ns. Za veću normalizovanu visinu pobudnog strujnog impulsa kašnjenje u oba slučaja bi bilo manje ali bi uvek laser sa većom širinom SCH oblasti kasnio više. Takođe i smirivanje laserskih oscilacija prilikom startovanja je duže za SQWL sa većom širinom SCH oblasti i smanjuje se sa povećanjem visine pobudnog strujnog impulsa (Videti sliku 10.12.). Ovaj rezultat se u potpunosti poklapa sa rezultatom iz

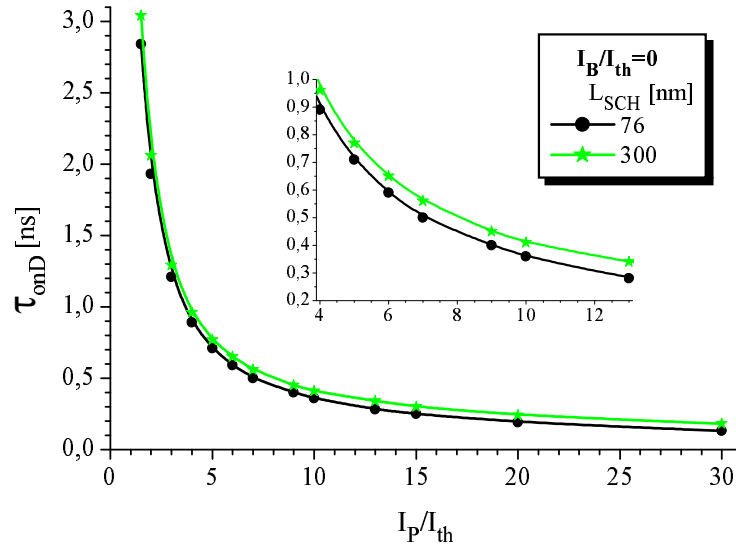


Slika 10.17. Tran odzivi (KM, $\xi = 0$, $L_{SCH} = 76, 300$ nm, $I_B/I_{th} = 0, 2, 15$, $I_P/I_{th} = 5$).

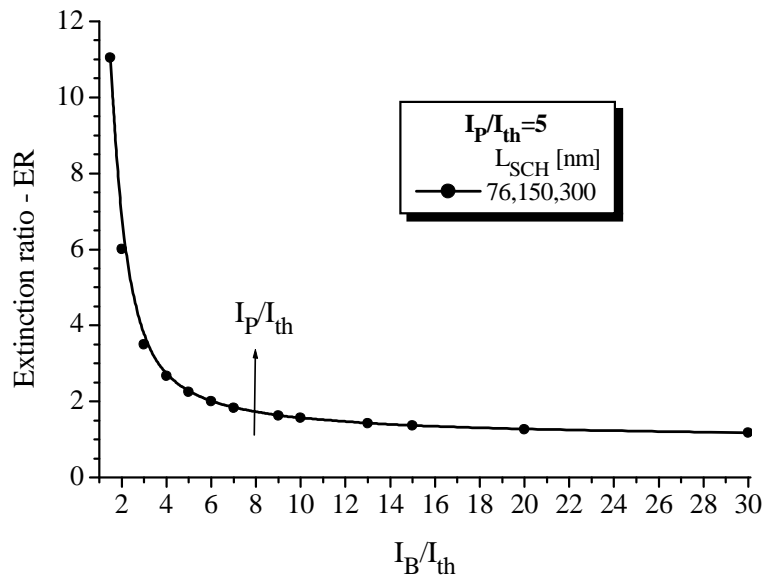
rada [106]. On se takođe slaže sa rezultatima iz literature [35, 73, 74, 75] prema kojim transport nosilaca ograničava brzinu rada QWL-SCH lasera, tj. laser sa širim SCH oblastima ima sporiji Tran odziv i manju graničnu učestanost. Za polarizacije iznad praga takođe je uočljiva razlika. Ona je više izražena pri nižim polarizacijama, nego pri višim. Pri nižim polarizacijama vreme smirivanja laserskih oscilacija prilikom startovanja je kraće za laser sa užim SCH oblastima ali su pikovi oscilacija veći (srednja slika na slici 10.17.). Oni su takođe veći i za oscilacije prilikom zaustavljanja lasera što može biti ograničavajući faktor za primene u optičkim komunikacijama. Za obe geometrije SQWL vreme smirivanja laserskih oscilacija prilikom zaustavljanja lasera je dosta veliko. Mnogo bolja situacija je za visoke polarizacije lasera kad se uticaj velike širine SCH oblasti praktično minimizira. Vreme smirivanja laserskih oscilacija i prilikom startovanja i prilikom zaustavljanja lasera je dosta manje nego isto za niže polarizacije lasera (donja slika na slici 10.17.). Ovo je posledica jakog električnog polja unutar lasera koje smanjuje vreme transporta nosilaca kroz SCH oblasti. Pri tom su i laserske oscilacije za SQWL sa širokim SCH oblastima jako dampovane. Ako bi se povećala normalizovana visina pobudnog strujnog impulsa situacija bi bila slična, a Tran odzivi još kvalitetniji jer bi se dodatno smanjilo vreme smirivanja laserskih oscilacija. Može se reći, kad je u pitanju Tran odziv SQWL, da je za polarizacije ispod praga superiorniji laser sa užim SCH oblastima, a za polarizacije iznad praga obe geometrijske strukture imaju slične karakteristike (za niske polarizacije iznad praga neznatno je bolji laser sa užim SCH oblastima, a za visoke polarizacije iznad praga neznatno kvalitetniji odziv ima laser sa širim SCH oblastima).

Gornji rezultat pokazuje da se pri analizi Tran odziva SQWL susreću dva specifična režima rada, ispod i iznad praga, u kojima on pokazuje sasvim različito ponašanje. To ponašanje se najčešće karakteriše odgovarajućim parametrima: vremenom kašnjenja - τ_{onD} , ispod praga, i *extinction ratio*-m - ER-om, iznad praga. Na slikama 10.18. i 10.19. prikazani su ovi parametri za analizirani BRWL. Prva slika prikazuje zavisnost vremena kašnjenja lasera u funkciji visine normalizovanog pobudnog strujnog impulsa, kada laser nije polarizovan, za male ($L_{SCH} = 76\text{nm}$) i velike ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) širine SCH oblasti, a druga zavisnost ER-a u funkciji normalizovane struje polarizacije za

jednu normalizovanu vrednost ($I_P/I_{th} = 5$) pobudnog strujnog impulsa. Porastom



Slika 10.18. Zavisnost vremena kašnjenja BRWL u funkciji visine normalizovanog (u odnosu na struju praga) strujnog digitalnog impulsa, pri nultoj polarizaciji lasera ($I_B/I_{th} = 0$), za dve karakteristične širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 300$ nm.



Slika 10.19. Zavisnost ER-a BRWL u funkciji normalizovane (u odnosu na struju praga) struje polarizacije, za normalizovanu visinu strujnog impulsa $I_P/I_{th} = 5$. ER ne zavisi od širine SCH oblasti lasera.

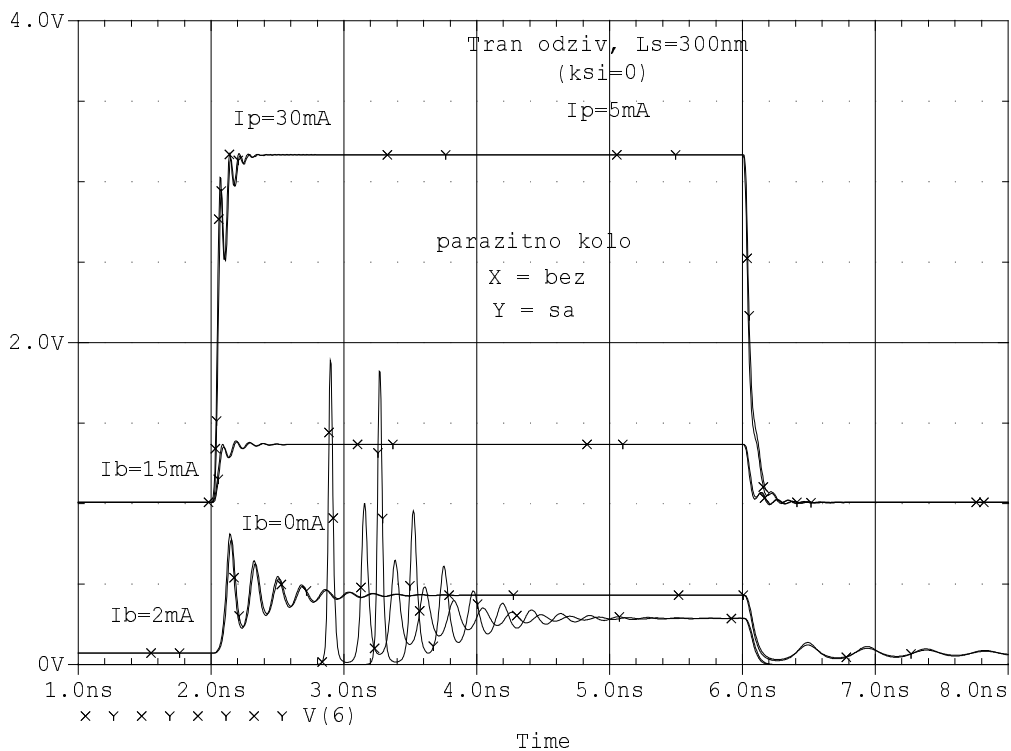
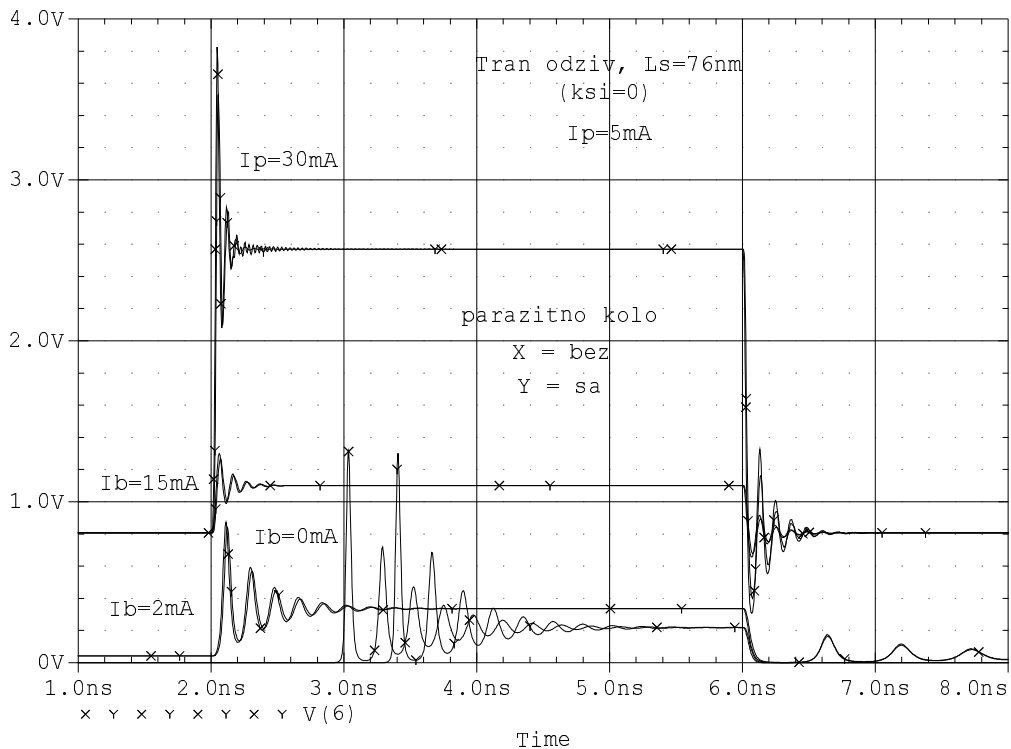
visine pobudnog strujnog impulsa vreme kašnjenja monotono opada (Videti i sliku 10.12.). Smanjenje vremena kašnjenja je logično jer SQWL pri višim polarizacionim

strujama ima brži odziv (Videti odeljak 10.2.). Ovo opadanje može biti svrstano u opadanja hiperboličkog tipa. To znači da se za "dovoljno" velike visine pobudnog strujnog impulsa ($I_P/I_{th} \gtrsim 10$) vreme kašnjenja lasera mnogo manje smanjuje nego što je to slučaj za male visine pobudnog strujnog impulsa. Slika 10.18. takođe pokazuje i očekivani rezultat za kašnjenje lasera sa većom širinom SCH oblasti. Na insetu je uvećano prikazana razlika ovih zavisnosti za dve različite laserske strukture. Pri istoj normalizovanoj visini pobudnog strujnog impulsa laser sa širim SCH oblastima kasni do 100ps za laserom sa užim SCH oblastima što može biti od velikog značaja kad su u pitanju ultra-brzi odzivi SQWL za koje je laser sa užim SCH oblastima superiorniji. Ovi dobijeni rezultati se kvalitetno slažu sa rezultatima prezentovanim u radovima [79, 106]. Zavisnost hiperboličnog tipa karakteriše i drugu sliku. ER monotono opada sa porastom polarizacije SQWL. Ovo je vrlo važan rezultat koji nam govori da kvalitetniji Tran odziv postoji za niže polarizacije iznad praga, pri kojima je laser sa užim SCH oblastima neznatno superiorniji. Ovo je značajno jer se pri nižim polarizacijama u isto vreme obezbeđuje i bolji energetska bilans lasera. Rezultati simulacija pokazuju da ER uopšte ne zavisi od širine SCH oblasti (kad se radi sa normalizovanim vrednostima polarizacione struje i pobudnog strujnog impulsa kako bi se obezbedili istovetni radni režimi za lasere različitih geometrijskih struktura) tj. da širina SCH oblasti utiče samo na brzinu rada SQWL. Ovaj rezultat do sad nije viđen u svetskoj literaturi. Povećanje pobudnog strujnog impulsa povećava ER za istu strujnu polarizaciju tako da se prikazana zavisnost u tom slučaju samo translira naviše. Taj rezultat se kvalitetno poklapa sa rezultatom iz rada [60]. **Ovo navodi na jedinstven zaključak: kvalitetniji odziv SQWL postoji za niže polarizacije lasera i ispod i iznad praga i veće pobudne strujne impulse, uz manju širinu SCH oblasti (manje τ_{onD} i isto ER). Pri tom pobudni strujni impulsi treba da budu "dovoljno" veliki, tj. što je moguće niži uz obezbeđenje što kvalitetnijeg Tran odziva.** Ispod praga bolji energetska bilans i veća brzina rada lasera diktiraju ovakav zaključak, dok se iznad praga mora postići kompromis između dobrog energetska bilansa (niža polarizacija), velikog ER-a (niža polarizacija) i malog vremena smirivanja laserskih oscilacija pri starovanju i zaustavljanju lasera

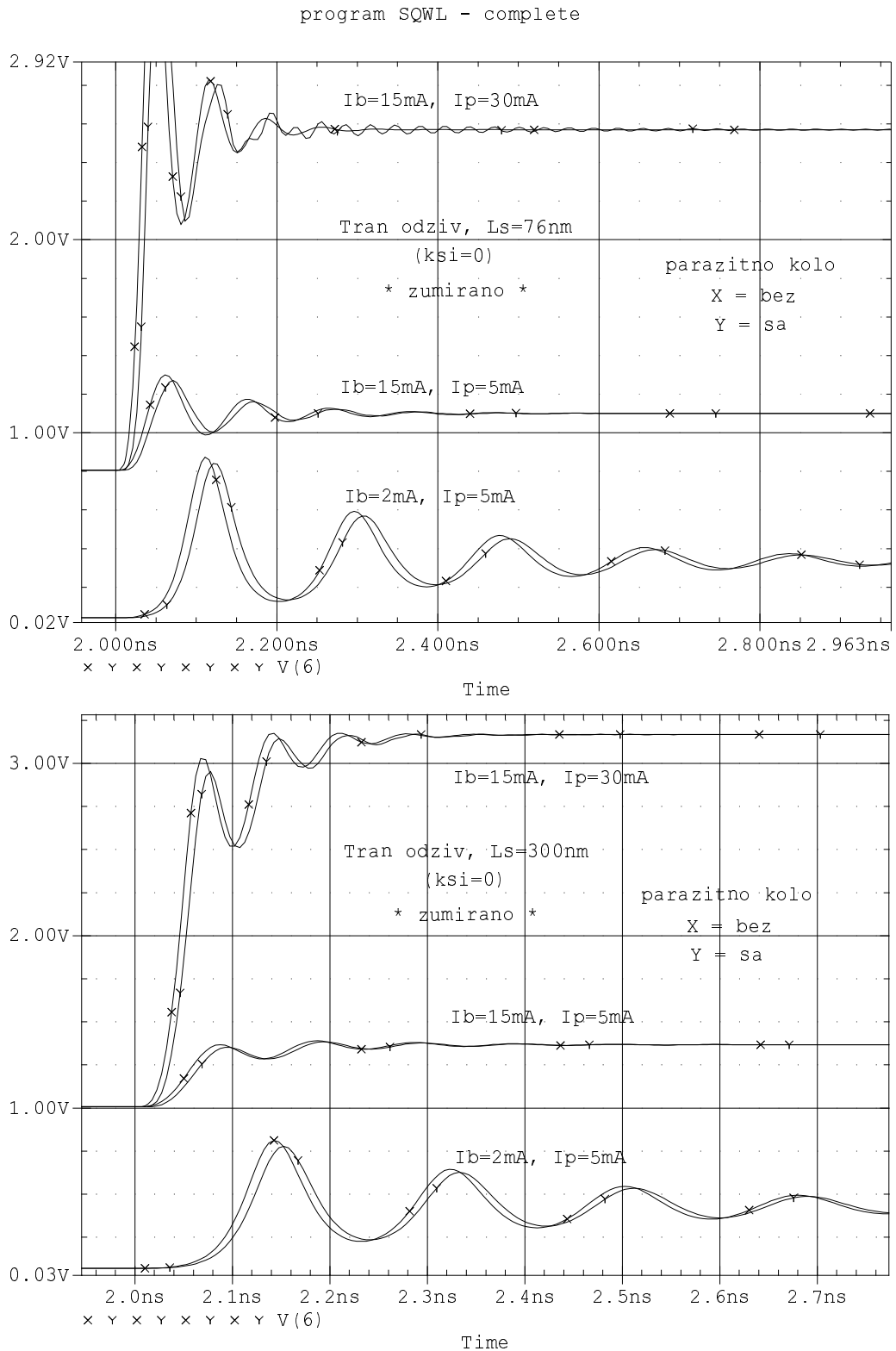
(viša polarizacija).

U odeljku 10.2. je pokazano da parazitni efekti imaju značajan uticaj na brzinu odziva SQWL. Iz tog razloga se i u ovom odeljku analizira njihov uticaj na Tran odziv SQWL za različite režime njegovog rada. Na slici 10.20. su prikazani Tran odzivi BRWL dobijeni kompletnim modelom pomoću kompletnog ekvivalentnog električnog kola sa i bez parazitnog kola. Prikazana su četiri para Tran odziva: jedan ispod praga ($I_B = 0\text{mA}$ i $I_P = 5\text{mA}$) i tri iznad praga - za niske polarizacije iznad praga ($I_B = 2\text{mA}$ i $I_P = 5\text{mA}$), za visoke polarizacije iznad praga sa malim pobudnim strujnim impulsom ($I_B = 15\text{mA}$ i $I_P = 5\text{mA}$) i za visoke polarizacije iznad praga sa velikim pobudnim strujnim impulsom ($I_B = 15\text{mA}$ i $I_P = 30\text{mA}$). Na gornjoj slici slike 10.20. prikazani su odzivi za laser sa malim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 76\text{nm}$), a na donjoj za laser sa velikim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$). Potpuno istovetni odzivi su prikazani i na slici 10.21. samo uvećano kako bi se bolje uočila razlika između odgovarajućih Tran odziva koji se međusobno porede. Izostavljeni su Tran odzivi za polarizacije lasera ispod praga radi veće preglednosti s obzirom da se njihova međusobna razlika jasno uočava i na slici 10.20. Dobijeni rezultati u potpunosti prate iste, dobijene u analizi AC odziva SQWL. Za polarizacije ispod praga za obe širine SCH oblasti jasno je izraženo kašnjenje odziva kad su uračunati parazitni efekti. U oba slučaja je kašnjenje oko 0.4ns što je jako veliko za ultra-brze odzive SQWL. Vreme smirivanja oscilacija prilikom startovanja lasera je veće za odzive kad su uračunati parazitni efekti, jer je u tom slučaju manja rezonantna frekvencija lasera. Kad je laser polarizovan iznad praga nisu vidljive veće razlike u odzivima, sem u slučaju visokih polarizacija i velikih pobudnih strujnih impulsa za SQWL sa malim širinama SCH oblasti, kad za odziv dobijen modelom koji uračunava parazitne efekte postoji duže smirivanje laserskih oscilacija prilikom startovanja koje nije ograničavajući faktor zbog niskih amplituda oscilovanja. Ovo je posledica postojanja drugog mnogo manjeg rezonantnog pika na odgovarajućoj krivoj AC odziva, koji ne postoji na krivima AC odziva za niže polarizacije lasera i više pri velikim širinama SCH oblasti (za više polarizacije uvek postoji ali je zanemarljiv za šire SCH oblasti, zbog toga što

program SQWL - complete



Slika 10.20. Poređenje Tran odziva ($KM \neq \text{par. kolo}$, $\xi = 0$, $L_{SCH} = 76, 300 \text{ nm}$, $I_B = 0, 2, 15 \text{ mA}$, $I_P = 5, 30 \text{ mA}$).

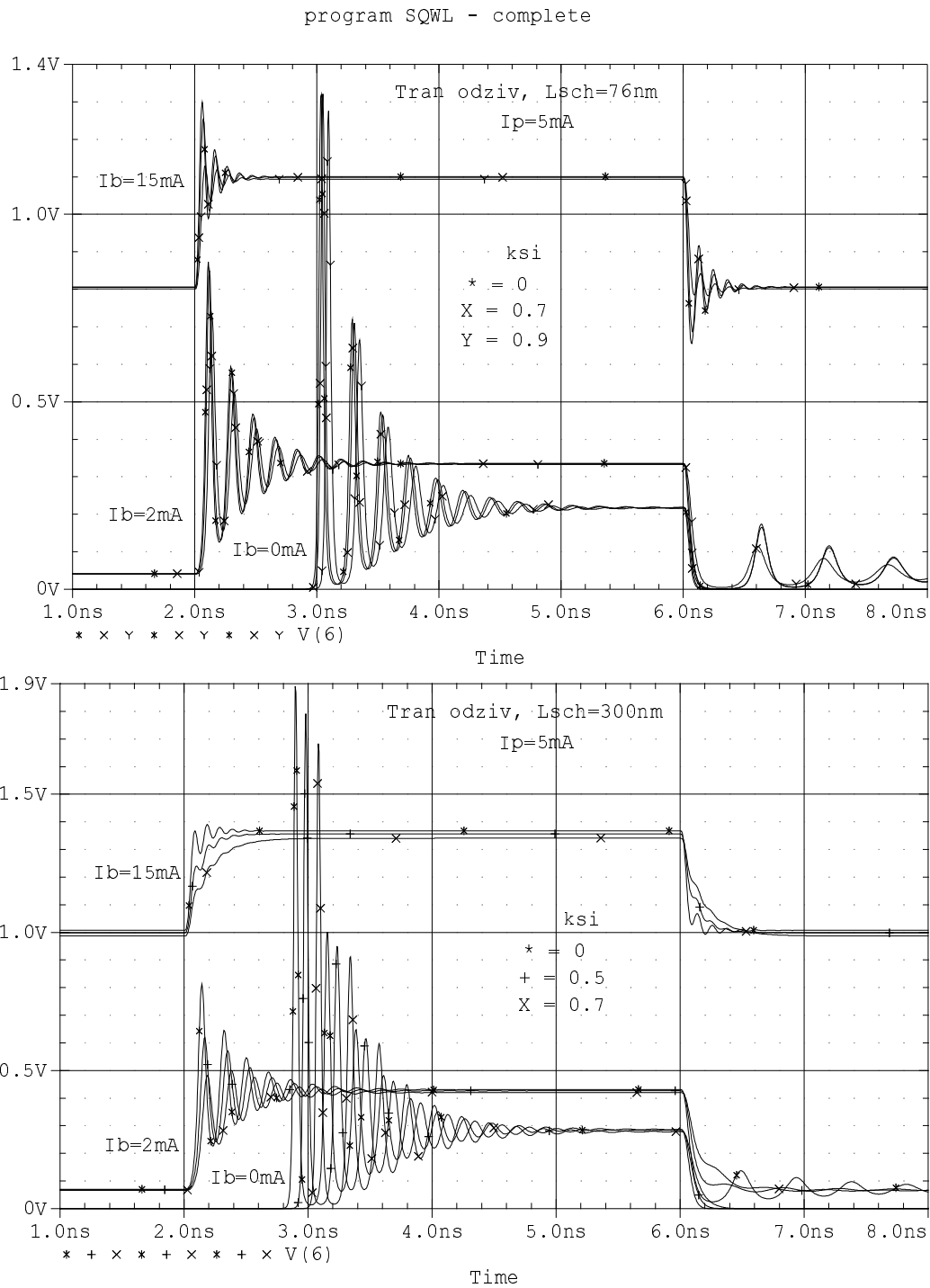


Slika 10.21. Poređenje Tran odziva - uvećano (KM \mp par. kolo, $\xi = 0$, $L_{SCH} = 76, 300 \text{ nm}$, $I_B = 2, 15 \text{ mA}$, $I_P = 5, 30 \text{ mA}$).

je jako dampovan)²¹. Ove neznatne razlike su bolje vidljive na slici 10.21. U svim slučajevima odziv dobijen modelom koji računa parasite efekte sadrži oscilacije koje neznatno kasne (desetak ps) za oscilacijama odziva, dobijenog kompletnim modelom bez računatih parazitnih efekata, što je i očekivano. Kao zaključak treba reći da je uticaj parazitnih efekata na Tran odziv SQWL od značaja samo za polarizacije lasera ispod praga kad bitno usporava njegov odziv, dok je za polarizacije SQWL iznad praga on zanemarljiv, izuzev u slučaju visokih polarizacija lasera iznad praga, kad se on pobuđuje jako velikim strujnim impulsima kratkog trajanja (u konkretnom slučaju kraćeg od 0.5ns).

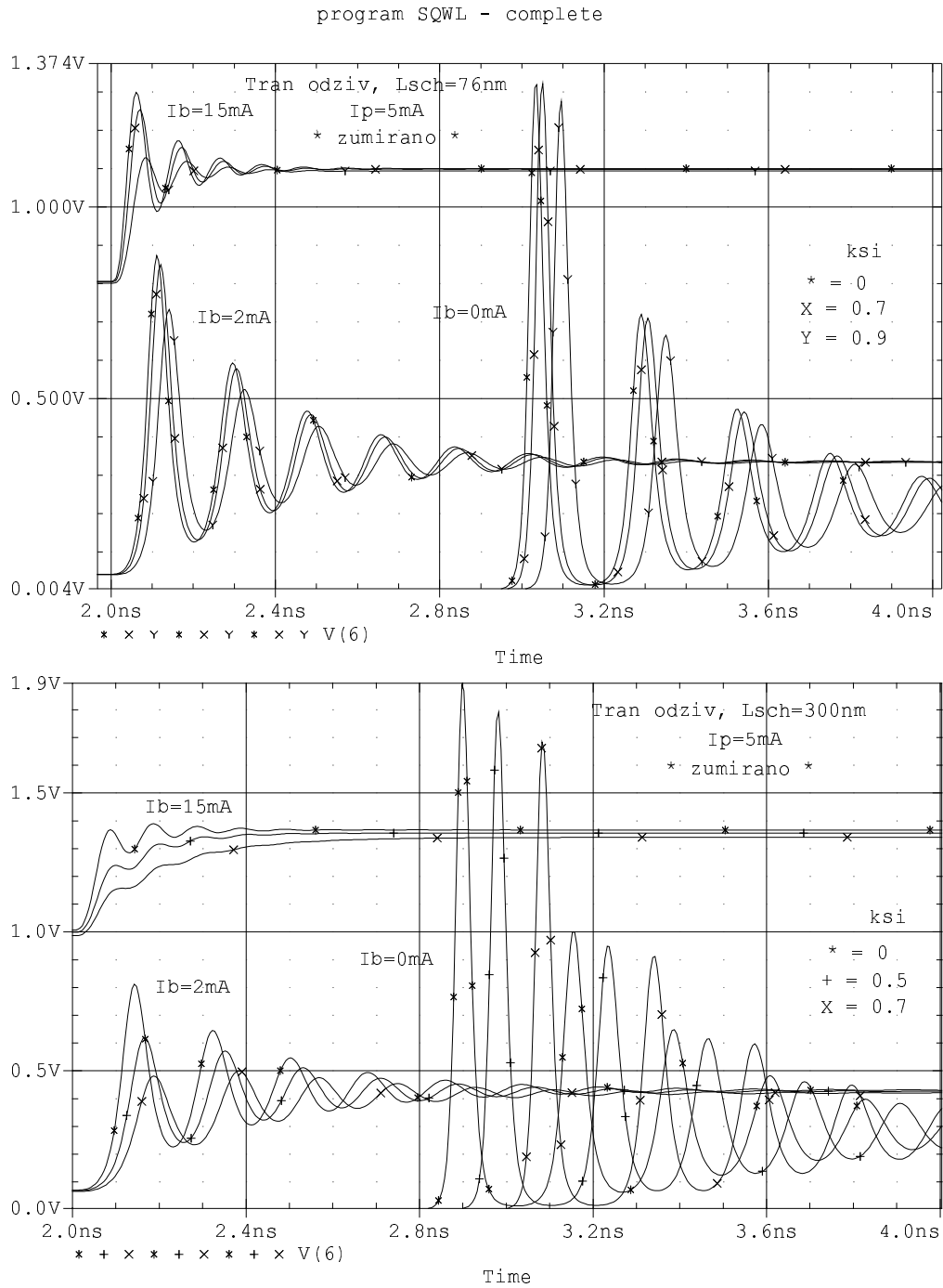
U analizi Tran odziva preostalo je još da se analizira uticaj struje curenja na Tran odziv SQWL, kao što je to urađeno za DC i AC odziv SQWL. Rezultati sprovedenih simulacija prikazani su na slikama 10.22.-10.25. Slika 10.22. prikazuje Tran odzive SQWL za različite faktore curenja u tri različita režima rada lasera: ispod praga ($I_B = 0\text{mA}$), niske polarizacije iznad praga ($I_B = 2\text{mA}$) i visoke polarizacije iznad praga ($I_B = 15\text{mA}$) i za dve karakteristične širine SCH oblasti ($L_{SCH} = 76, 300\text{ nm}$). U svim slučajevima visina pobudnog strujnog impulsa je $I_P = 5\text{mA}$. Na slici 10.23. su prikazani uvećano isti ovi odzivi, radi jasnijeg uočavanja postojećih razlika. Kao što je i očekivano, struja curenja ima mnogo veći uticaj na odziv SQWL ispod praga i manifestuje se u povećanju vremena kašnjenja sa porastom faktora curenja. Uticaj faktora curenja je veći za SQWL sa većim širinama SCH oblasti. Za SQWL sa malim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 76\text{nm}$) uticaj postoji tek za $\xi = 0.7$, dok se za laser sa velikim širinama SCH oblasti on javlja i za $\xi < 0.5$. Ovi rezultati u potpunosti odgovaraju rezultatima dobijenim za AC odziv istog lasera. Vreme smirivanja laserskih oscilacija je približno isto i ne zavisi od faktora curenja. Uočava se da je vreme kašnjenja Tran

²¹Za niže polarizacije SQWL AC odziv se završava već oko 10GHz pa sopstvena učestanost parazitnog kola, koja je veća od 30GHz, ne dolazi do izražaja, dok pri višim polarizacijama ona ima uticaj jer se odziv završava oko 50GHz. Međutim za "dovoljno" velike širine SCH oblasti dolazi do izraženog dampovanja glavnog rezonantnog pika što obara graničnu učestanost lasera, a posledica je dužeg transporta nosilaca kroz duže SCH oblasti. Iz tog razloga taj AC odziv se završava pre karakteristične frekvencije sopstvenih oscilacija parazitnog kola (pre 30GHz) pa se ne pojavljuje drugi rezonantni pik.



Slika 10.22. Poređenje Tran odziva (KM, $\xi \neq 0$, $L_{SCH} = 76, 300 \text{ nm}$, $I_B = 0, 2, 15 \text{ mA}$, $I_P = 5 \text{ mA}$).

odziva manje za laser sa većim širinama SCH oblasti. To je posledica nekorišćenja normalizovanih vrednosti strujne polarizacije i pobudnog strujnog impulsa. S obzirom

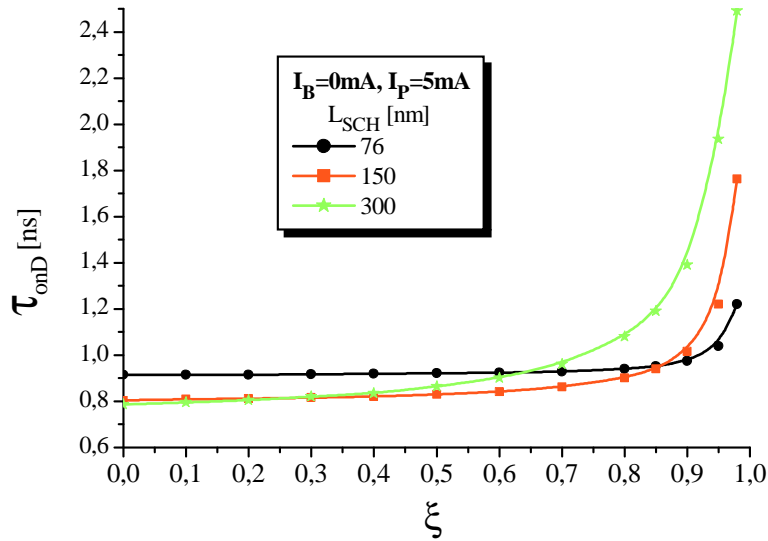


Slika 10.23. Poređenje Tran odziva - uvećano ($KM, \xi \neq 0, L_{SCH} = 76, 300 \text{ nm}, I_B = 0, 2, 15 \text{ mA}, I_P = 5 \text{ mA}$).

na manju struju praga lasera sa širim SCH oblastima, on je polarizovan većim strujama polarizacije nego laser sa manjim SCH oblastima, za istu apsolutnu vrednost I_B i I_P , pa mu se stoga smanjuje kašnjenje. Za polarizacije iznad praga uticaj faktora

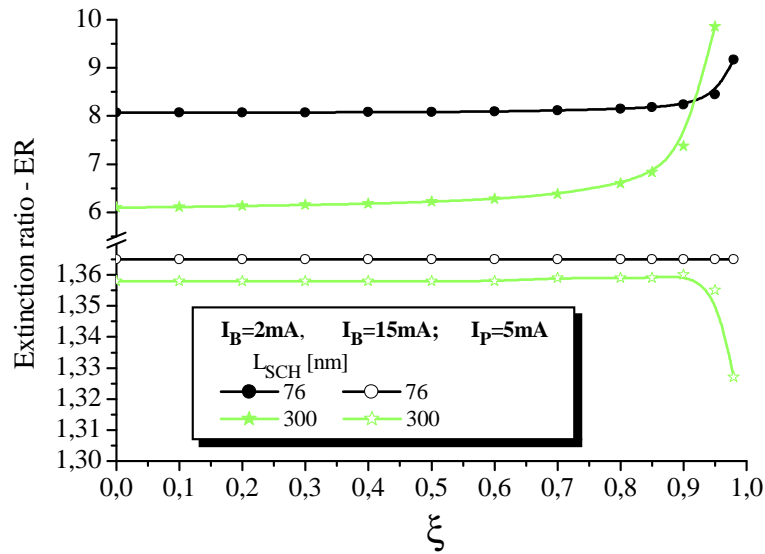
curenja je skoro zanemarljiv. Vreme smirivanja laserskih oscilacija je približno isto i ne zavisi od faktora curenja, izuzev u slučaju smirivanja laserskih oscilacija nakon zaustavljanja lasera sa velikim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$), pri niskim polarizacija iznad praga ($I_B = 2\text{mA}$), kad veći faktori curenja značajno dampuju ove oscilacije i skraćuju razmatrano vreme. Sa slike 10.23. se vidi da sa porastom faktora curenja laserske oscilacije, nastale prilikom startovanja lasera, generalno malo kasne i dampovane su. Ovo je posledica smanjenja rezonantne frekvencije i dampovanja rezonantnog pika sa porastom faktora curenja pokazanog u odeljku 10.2. U slučaju lasera sa velikim širinama SCH oblasti ($L_{SCH} = 300\text{nm}$) uočava se i blaga promena "on" izlaznog laserskog nivoa u odnosu na "off" izlazni nivo, pa je za očekivati da faktor curenja menja ER za ove geometrije lasera. Kao zaključak se može reći da **struja curenja ima značajan uticaj na Tran odziv SQWL, polarizovanog ispod praga, i manifestuje se u njegovom izraženom kašnjenju, dok se uticaj na Tran odziv SQWL, polarizovanog iznad praga, manifestuje uglavnom u dampovanju laserskih oscilacija.**

Na slikama 10.24. i 10.25. su prikazane zavisnosti vremena kašnjenja i ER-a razmatranog lasera, čime se detaljnije analizira uticaj struje curenja na Tran odziv SQWL. Vreme kašnjenja je prikazano za sve tri razmatrane širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 150, 300\text{ nm}$, nultu polarizaciju $I_B = 0\text{mA}$ i visinu strujnog pobudnog impulsa $I_P = 5\text{mA}$. ER je pak prikazan za dve karakteristične širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 150\text{ nm}$, niske $I_B = 2\text{mA}$ i visoke $I_B = 15\text{mA}$ polarizacije lasera i istu vrednost pobudnog strujnog impulsa $I_P = 5\text{mA}$. Uočava se, kao što to pokazuju i prethodno analizirani rezultati, da struja curenja ima veći uticaj na SQWL sa većim širinama SCH oblasti. Za isti faktor curenja, npr. $\xi = 0.7$, ona izaziva veće dodatno kašnjenje $\Delta\tau_{onD}$ sa povećanjem L_{SCH} u odnosu na vrednost kašnjenja za $\xi = 0$, i to 15ps za 76nm, 57ps za 150nm i 175ps za 300nm, respektivno. Kao što je to zaključeno u prethodnoj analizi i ovde se uočava da za nultu ξ najviše kasni laser sa najužim SCH oblastima zbog toga što je najniže polarizovan. Međutim sa porastom faktora curenja ovaj odnos se menja, jer je SQWL sa većom širinom SCH oblasti mnogo više osetljiv na povećanje faktora curenja. Sa porastom faktora curenja za ovakve geometrije



Slika 10.24. Zavisnost vremena kašnjenja BRWL u funkciji faktora curenja, pri nultoj polarizaciji lasera ($I_B = 0$ mA) i visini digitalnog strujnog impulsa $I_P = 5$ mA, za sve tri karakteristične širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 150, 300$ nm.

SQWL vreme kašnjenja najbrže raste. (Za SQWL sa $L_{SCH} = 300$ nm ukupno vreme kašnjenja se izjednačava sa istim za SQWL sa $L_{SCH} = 76$ nm već oko $\xi = 0.65$, dok za SQWL sa $L_{SCH} = 150$ nm to se dešava tek za $\xi = 0.86$.) **Za realne vrednosti** (vidi odeljak 10.2.) **faktora curenja ovo povećanje vremena kašnjenja je u svim slučajevima veće od 10ps** (i naglo raste za veće širine SCH oblasti), što je za ultra brze odzive "dovoljno" veliko vreme, te se efekat struje curenja mora uzimati u obzir pri Tran analizama SQWL kad je on polarizovan ispod praga, posebno za SQWL sa širokim SCH oblastima. Vrednost ER-a dosta zavisi od struje polarizacije lasera (videti sliku 10.19.) pa je za prikaz zavisnosti ER-a od faktora curenja za dve različite vrednosti polarizacije na istom grafiku bio neophodan prelom ordinatne ose. Vrednosti ER-a za visoke polarizacije lasera iznad praga ($I_B = 15$ mA) su višestruko manje (oko 5 puta) od istih za niske polarizacije lasera iznad praga ($I_B = 2$ mA) i neznatno se razlikuju za različite širine SCH oblasti lasera. U slučaju niskih polarizacija iznad praga ($I_B = 2$ mA) vrednosti ER-a se značajno razlikuju za različite širine SCH oblasti. Zavisnost ovih vrednosti od faktora curenja se vidi sa priložene slike 10.25. Odmah se uočava da curenje nosilaca ima uticaj samo za niske polarizacije lasera iznad praga ($I_B = 2$ mA) sa širokim SCH



Slika 10.25. Zavisnost ER-a BRWL u funkciji faktora curenja, za visinu strujnog impulsa $I_P = 5\text{mA}$, nisku i visoku polarizaciju lasera $I_B = 2, 15\text{ mA}$ i dve širine SCH oblasti $L_{SCH} = 76, 300\text{ nm}$. ER praktično ne zavisi od faktora curenja.

oblastima ($L_{SCH} = 300\text{nm}$). (Promene ER-a su do 0.5%, što nije od većeg značaja.) U svim ostalim slučajevima prikazane zavisnosti su skoro konstantne do realnih vrednosti faktora curenja. I iznad tih vrednosti, do izraženih promena ER-a dolazi samo za veće širine SCH oblasti, jer se u tom slučaju javlja pojačano dampovanje laserskih oscilacija. Na osnovu ovog se zaključuje da **curenje nosilaca nema uticaj na Transodziv SQWL kad je on polarizovan iznad praga**, izuzev eventualno u slučaju niskih polarizacija iznad praga SQWL, sa velikim širinama SCH oblasti, kad se javlja promena ER-a do 1%.

Deo VI

Zaključak

Glavni element koji diktira povećanje brzine prenosa optičkom komunikacionom vezom jeste optički predajnik, tj. laserska dioda - njegov osnovni element za prenos podataka na velike daljine. Od svih vrsta laserskih dioda, za pomenute primene, trenutni prioritet danas pripada kvantnim poluprovodničkim diodama, posebno QWL. Od presudne važnosti je konstrukcija brzih laserskih dioda odgovarajućih karakteristika. Da bi se konstruisao jedan takav optoelektronski element neophodno je izvršiti njegovu sveobuhvatnu analizu i optimizaciju. To nalaže formiranje adekvatnog fizičkog modela pomoću koga je moguće postići željeni cilj - pronalaženje idealnih parametara laserske diode. Formiranje i analiza jednog takvog modela predstavlja predmet ove disertacije.

Adekvatan model mora biti sposoban za analizu ultra-brzih odziva QWL, kako bi bile obuhvaćene najveće moguće brzine prenosa podataka, kao i svih fizičkih procesa koji karakterišu takav brzi odziv laserske diode. To znači da u postavljenom modelu moraju biti pravilno inkorporirani: 3D, tj. nekonfinirani, i 2D, tj. konfinirani, nosioci, pravilan interfejs za razmenu nosilaca između ovih stanja različite konfiniranosti, tj. pristupna stanja, i struja curenja, koja uvek postoji jer je reč o realnim napravama. Osim toga treba voditi računa da formirani model može biti efikasno analiziran, tj. da je moguće formirati brz i jednostavan instrument za optimizaciju razmatrane naprave.

Takođe model treba da obezbedi sveobuhvatnu analizu QWL, tj. analizu za što veći broj različitih parametara diode kao i za sve specifične režime rada diode. Ovakav model do sada nije formiran i u literaturi ne postoji model koji u obzir uzima struju curenja, niti model koji sveobuhvatno analizira diodu uzimajući u obzir pristupna stanja.

Model koji ispunjava sve gore pomenute zahteve jeste kompletan model zasnovan na tronivovskim jednačinama prelaza. Ovo je složeni model SQWL koji može da analizira svaki odziv SQWL, pa tako i ultra-brzi odziv. On se sastoji od:

- kompletnog sistema proširenih tronivovskih jednačina prelaza, koga čini pet diferencijalnih jednačina i to četiri za naelektrisane nosioce i jedna za fotone sa inkorporiranim svim bitnim fizičkim procesima,
- kompletnog ekvivalentnog električnog kola SQWL, sastavljenog od šest gradivnih blokova a formiranog na osnovu prethodno definisanog sistema proširenih tronivovskih jednačina i
- stabilnog i konvergentnog SPICE programa, napisanog za simulaciju kompletnog ekvivalentnog kola SQWL.

Kompletan sistem jednačina obuhvata sve najvažnije fizičke procese i time omogućava tačnost i pravilnost analize odziva SQWL. Kompletano ekvivalentno električno kolo obezbeđuje efikasnu analizu, jer omogućava primenu razvijenih dizajnerskih alata za analizu električnih kola kakav je SPICE. Napisani stabilni SPICE program pruža mogućnost brze i jednostavne analize za različit skup ulaznih parametara čime se omogućava analiza SQWL u različitim režimima rada, kao i mogućnost da optimizaciju obavljaju i inženjeri koji nisu familijarni sa svom fizikom mnoštva procesa, koji postoje u analiziranoj napravi.

Definisani model je korišćen za sveobuhvatnu analizu BRWL - izabranog tipa SQWL. Osnovni cilj je bio određivanje: struje praga, granične učestanosti, vremena kašnjenja i ER-a, jer su to veličine koje najbolje karakterišu lasersku diodu za primene u optičkim komunikacijama. Dobijene odgovarajuće zavisnosti ovih veličina su korišćene za karakterizaciju razmatranog lasera. Posebno je pažnja posvećena efektu struje curenja, pa je i određena zavisnost svih ovih veličina od faktora curenja.

Sproveden je niz numeričkih simulacija pomoću SPICE-a u sva tri karakteristična režima rada lasera: DC, AC i Tran. Korišćen je veliki broj ulaznih parametara od kojih su menjani: širina SCH oblasti, struja polarizacije lasera i visina pobudnog strujnog digitalnog impulsa, kao i faktor curenja. Moguće je menjati i ostale parametre i time analizirati odziv lasera napravljenog od različitih materijala. U sva tri režima rada SQWL dokazana je superiornost kompletnog modela u odnosu na jednostavnije modele korišćene do sada. Sprovedena analiza potvrđuje sve do sada poznate rezultate i omogućuje dobijanje novih, posebno onih koji su posledica uračunavanja struje curenja. Među najznačajnije, ubrajaju se sledeći rezultati:

– za DC odziv

- Model predstavlja elegantan alat za određivanje tačne vrednosti struje praga SQWL za njegove različite geometrijske parametre.
- Kriva DC odziva iznad praga je blago strmija za laser sa većom širinom SCH oblasti. Struja curenja povećava struju praga lasera, tj. translira krivu DC odziva SQWL udesno.
- Uticaj struje curenja na struju praga lasera je najveći za SQWL sa velikim širinama SCH oblasti, dok se u DC analizama SQWL sa malim širinama SCH oblasti taj uticaj može zanemariti.

– za AC odziv

- Potvrđuju se poznati rezultati za frekventni odziv SQWL: rezonantna frekvencija, visina i širina rezonantnog pika i granična učestanost su funkcije struje polarizacije, a za velike širine SCH oblasti dolazi do pojave niskofrekventnog *roll-off*-a.
- Realni frekventni odziv SQWL ($\xi \neq 0$) je više dampovan za veći faktor curenja. Uticaj struje curenja je više izražen za više struje polarizacije i veće širine SCH oblasti. Za $L_{SCH} = 300\text{nm}$ i $I_B = 15\text{mA}$ uticaj struje curenja je izražen za svako $\xi > 0$.

- Realni frekventni odziv može biti određen približno, a njegova granična učestanost tačno korišćenjem jednostavnijih modela (od kompletnog) za analizu SQWL koji ne uračunavaju uticaj struje curenja.
- Parazitni efekti smanjuju i šire rezonantni pik na krivim frekventnog odziva i pojačavaju niskofrekventni *roll-off*, što uslovljava smanjenje granične učestanosti. Smanjenje brzine rada SQWL postoji bez obzira na širinu SCH oblasti i visinu polarizacije lasera. Uticaj parazitnih efekata na realni frekventni odziv SQWL je istovetan uticaju istih na idealni frekventni odziv SQWL.
- Granična učestanost, tj. brzina rada SQWL jako zavisi od faktora curenja i naglo opada za njegovu određenu vrednost. Ta vrednost faktora curenja je manja za veće širine SCH oblasti i više polarizacije lasera. Ona može biti čak manja od 0.1.
- Uticaj struje curenja se ne sme nikako zanemariti u analizi frekventnog odziva i optimizaciji ultra-brzih odziva SQWL.

– za **Tran odziv**

- Kompletan model je idealan za analizu startovanja lasera. Vrlo efikasno se može posmatrati promena Tran odziva SQWL prilikom startovanja za različite radne uslove.
- Potvrđuje se neophodnost korišćenja kompletnog modela u analizi ultra-brzih odziva SQWL, zbog velike usloženosti prisutnih fizičkih procesa.
- Za polarizacije SQWL ispod praga, superiorniji je laser sa užim SCH oblastima jer ima manje kašnjenje (s obzirom da transport nosilaca kroz SCH oblast ograničava brzinu rada QWL-SCH lasera), dok za polarizacije iznad praga nema većih razlika u Tran odzivima lasera sa različitim SCH oblastima.
- Potvrđuje se da vreme kašnjenja SQWL ima hiperboličnu zavisnost od normalizovane visine pobudnog strujnog impulsa i da je veće za veće širine SCH oblasti do 100ps pri istoj normalizovanoj vrednosti pobudnog strujnog impulsa. Takođe

se potvrđuje hiperbolična zavisnost ER-a SQWL od normalizovane struje polarizacije lasera. ER SQWL ne zavisi od širine SCH oblasti.

- Parazitni efekti bitno usporavaju Tran odziv SQWL kad je on polarizovan ispod praga. Za polarizacije iznad praga oni su značajni samo u slučaju visokih polarizacija lasera i vrlo visokih pobudnih strujnih impulsa kratkog trajanja.
- Struja curenja ima izražen uticaj na Tran odziv SQWL polarizovanog ispod praga i manifestuje se u njegovom povećanom kašnjenju, dok se uticaj na Tran odziv SQWL polarizovanog iznad praga manifestuje uglavnom u dampovanju laserskih oscilacija.
- Povećanje vremena kašnjenja SQWL sa porastom faktora curenja je više izraženo za veće širine SCH oblasti SQWL. Za realne vrednosti faktora curenja ovo povećanje vremena kašnjenja je u svim slučajevima "dovoljno" veliko, te se efekat struje curenja mora uvek uzimati u obzir pri Tran analizama SQWL, kad je on polarizovan ispod praga.
- ER SQWL praktično ne zavisi od faktora curenja.

Opisani rezultati imaju veliki značaj, jer omogućavaju sagledavanje načina funkcionisanja SQWL u različitim režimima rada. Posebno je od značaja efikasna sveobuhvatna analiza SQWL. *Od svih pomenutih rezultata treba istaći one koji suštinski karakterišu ovu disertaciju.* To je pre svega **novi model - kompletan model SQWL**, koji do sada nije viđen u literaturi. Njegova osnovna karakteristika je mogućnost analize bilo kog odziva SQWL, pa tako i ultra-brzog odziva, što je bila ideja vodilja autora ove disertacije. Potom to je mogućnost analize rada SQWL kad se menja bilo koji njegov parametar pri bilo kojim radnim uslovima. Drugi najvažniji rezultat povezan je sa efektom struje curenja, tj. to su svi pojedinačni rezultati koji opisuju uticaj curenja nosilaca na pravilan rad SQWL. Analiza ovog uticaja, takođe, do sada nije viđena u literaturi. **Uticaj struje curenja značajan je u svim režimima rada SQWL i ne sme biti zanemarivan.** Može se reći da prikazana analiza odziva

SQWL u ovoj disertaciji predstavlja deo ukupnih napora naučnika širom sveta da u potpunosti ispitaju rad i izvrše pravilno dizajniranje svakog QWL.

Na kraju treba reći da pokazana analiza SQWL može biti proširena još sa rezultatima odziva dobijenim promenom širine QW lasera, što može biti urađeno sa formiranim kompletnim modelom u odgovarajućim promenjivim granicama širine QW. Takođe, kompletan model može biti modifikovan tako da bude primenjiv i za analizu MQWL. S obzirom da potrebe čovečanstva za sve većim i bržim prenosom informacija stalno rastu, uskoro će biti neophodno započeti i sa analizama izuzetno brzih odziva QWRL i QDL. To su laseri koji će verovatno postati nezamenjivi u optičkim komunikacijama najnovije generacije, te će njihova optimizacija i dizajn predstavljati veliki izazov u budućnosti.

Prilog

Prilog A. Distribuirani model MQWL sa višestrukim energetskekim nivoima u QW

Distribuirani model se sastoji od šest osnovnih jednačina: dve transportne jednačine za *bulk* elektrone i šupljine (opisuju kombinaciju prostornog i energetskog transporta), dve jednačine prelaza za elektrone i šupljine u QW (opisuju energetski transport i stimulisani rekombinaciju), jednačina prelaza za fotone (opisuje stimulisani emisiju) i *Poisson*-ove jednačine, kojima se pridodaju jednačine drift-difuzione struje *bulk* nosilaca, *Schrödinger*-ove jednačine koje definišu talasne funkcije nosilaca na razmatranim nivoima posmatrane QW i jednačine za neto struje zahvata nosilaca [104, 105].

Ako se pretpostavi da se održava uslov kvazi-ravnoteže na svakom energetskom nivou svake posmatrane QW i kod *bulk* stanja onda se mogu definisati njihove kvazi-*Fermi*-jeve energije:

- $\mu_{F_e}^b(z, t)(\mu_{F_h}^b(z, t))$: kvazi-*Fermi*-jeva energija za elektrone (šupljine) u SCH oblastima, barijerama i kvazi-konfiniranim stanjima u QW, tj. *bulk* stanjima;
- $\mu_{F_e}^{wi}(t)(\mu_{F_h}^{wj}(t))$: kvazi-*Fermi*-jeva energija za elektrone (šupljine) na *i*-tom (*j*-tom) nivou *w*-te QW.

Kad su poznate ove kvazi-*Fermi*-jeve energije onda se mogu definisati gustine nosilaca i neto struje zahvata između *bulk* stanja i odgovarajućih nivoa u QW kao i između samih različitih nivoa unutar QW:

- $n_b(z, t)(p_b(z, t))$: koncentracija elektrona (šupljina) u SCH oblastima i barijerama;
- $n_{wi}(t)(p_{wj}(t))$: koncentracija elektrona (šupljina) na i -tom (j -tom) nivou w -te QW;
- $I_n^{b \rightarrow wi}(z, t)(I_p^{b \rightarrow wj}(z, t))$: neto struja zahvata elektrona (šupljina) iz *bulk* stanja na i -ti (j -ti) nivo u w -toj QW;
- $I_n^{wi' \rightarrow wi}(t)(I_p^{wj' \rightarrow wj}(t))$: neto struja zahvata elektrona (šupljina) sa i' -tog (j' -tog) nivoa na i -ti (j -ti) nivo u w -toj QW.

Do zahvata i emisije nosilaca u i iz QW dolazi usled njihove interakcije sa polarnim LO fononima. U opštem slučaju neto struja zahvata $I_{net}^{b \rightarrow j}$ nosilaca iz nekonfiniranog (*bulk*) stanja na j -to konfinirano stanje posmatrane QW (j -ti nivo u posmatranoj QW) predstavlja razliku struje zahvata i struje emisije za posmatrana dva stanja. I zahvat i emisija mogu da se ostvaruju apsorpcijom ili emisijom polarnog LO fonona s obzirom na paraboličnost energetske zone. Tako je

$$\begin{aligned}
 \frac{I_{net}^{b \rightarrow j}}{e} &= \frac{I_{cap}^{b \rightarrow j}}{e} - \frac{I_{esc}^{j \rightarrow b}}{e} = \frac{I_a^{b \rightarrow j}}{e} + \frac{I_e^{b \rightarrow j}}{e} - \frac{I_a^{j \rightarrow b}}{e} - \frac{I_e^{j \rightarrow b}}{e} = \\
 &= \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{q, k, k_z} |M_q^{bj}|^2 \times \\
 &\times \left[-N_q f_{k+k_z}^b (1 - f_{k+q}^j) \delta(E_{k+k_z}^b - E_{k+q}^j + \hbar\omega_{LO}) - \right. \\
 &- (N_q + 1) f_{k+k_z}^b (1 - f_{k-q}^j) \delta(E_{k+k_z}^b - E_{k-q}^j - \hbar\omega_{LO}) + \\
 &\quad + N_q f_{k-q}^j (1 - f_{k+k_z}^b) \delta(E_{k+k_z}^b - E_{k-q}^j - \hbar\omega_{LO}) + \\
 &\quad \left. + (N_q + 1) f_{k+q}^j (1 - f_{k+k_z}^b) \delta(E_{k+k_z}^b - E_{k+q}^j + \hbar\omega_{LO}) \right] \quad (\text{Prilog A.1})
 \end{aligned}$$

gde su $f_{k+k_z}^b$ ($f_{k \pm q}^j$) i $E_{k+k_z}^b$ ($E_{k \pm q}^j$) funkcije raspodele nosilaca i energije nosilaca koji imaju talasni vektor $\vec{k} + \vec{k}_z$ ($\vec{k} + \vec{q}$) za *bulk* stanja (j -ti nivo u QW), $\hbar\omega_{LO}$, \vec{q} i N_q energija, talasni vektor i broj (sa istim talasnim vektorom \vec{q}) LO fonona, dok je $|M_q^{bj}|^2$ interakciona matrica posmatranog nosioca i LO fonona definisana sa

$$|M_q^{bj}|^2 = \frac{e^2 \hbar \omega_{LO}}{2 \varepsilon_0 A} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_S} \right) \frac{F_{bj}(q, k_z)}{2q} \quad (\text{Prilog A.2})$$

$$F_{bj}(q, k_z) = \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz_2 \chi_b^*(z_1) \chi_j(z_1) \chi_b(z_2) \chi_j^*(z_2) e^{-q|z_2 - z_1|}, \quad (\text{Prilog A.3})$$

pri čemu je ε_0 dielektrična konstanta vakuuma, $\varepsilon_S(\varepsilon_\infty)$ statička i visoko-frekventna relativna dielektrična konstanta, $\chi_b(z) = \frac{e^{ik_z z}}{\sqrt{L_z}}$ talasna funkcija (slobodnih nosilaca) za nosioce u *bulk* stanjima, a $\chi_j(z)$ talasna funkcija konfiniranih nosilaca koja se izračunava iz *Schrödinger*-ove jednačine (jednačina Prilog A.13 u kojoj je indeks wi zamenjen sa indeksom j). Za tačno definisan prelaz (npr. zahvat elektrona iz *bulk* stanja na i -ti nivo u w -toj QW) lako se na osnovu gornje jednačine može napisati specifična neto struja zahvata.

Ako se razmatra MQWL sa MFP jednakom λ_{wi} (nije isto za različite QW i zahvat nosilaca na različite energetske nivoe unutar iste QW) onda se može definisati funkcija raspodele za zahvat nosilaca $C_{wi}(z)$ koja karakteriše oblast u kojoj nosioci održavaju svoju faznu koherenciju i omogućavaju započinjanje procesa zahvata. Funkcija $C_{wi}(z)$ može imati različite oblike. Tako npr. opštiji oblik te funkcije je

$$C_{wi}(z) = \frac{1}{2\lambda_{wi}} e^{-\frac{|z - z_{w0}|}{\lambda_{wi}}} \quad (\text{Prilog A.4})$$

gde je z_{w0} pozicija centra w -te QW. Ova funkcija raspodele mora biti normirana tj. mora zadovoljavati uslov $\int_{-\infty}^{\infty} C_{wi}(z) dz = 1$.

Na osnovu gore uvedenih definicija mogu se napisati osnovne jednačine distribuiranog modela:

$$\frac{\partial n_b(z, t)}{\partial t} = \frac{1}{e} \frac{\partial J_{n_b}(z, t)}{\partial z} - R(n_b) - \sum_{w,i} C_{wi}(z) \frac{I_n^{b \rightarrow wi}(z, t)}{eA} \quad (\text{Prilog A.5})$$

$$\frac{\partial p_b(z, t)}{\partial t} = -\frac{1}{e} \frac{\partial J_{p_b}(z, t)}{\partial z} - R(p_b) - \sum_{w,j} C_{wj}(z) \frac{I_p^{b \rightarrow wj}(z, t)}{eA} \quad (\text{Prilog A.6})$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_{wi}(t)}{dt} &= \frac{1}{eV_{qw}} \int_{-\infty}^{\infty} C_{wi}(z) I_n^{b \rightarrow wi}(z, t) dz + \\ &+ \sum_{i'} \frac{I_n^{wi' \rightarrow wi}}{eV_{qw}} - R(n_{wi}) - \sum_i g(n_{wi}, p_{wj}, s) s \end{aligned} \quad (\text{Prilog A.7})$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_{wj}(t)}{dt} &= \frac{1}{eV_{qw}} \int_{-\infty}^{\infty} C_{wj}(z) I_p^{b \rightarrow wj}(z, t) dz + \\ &+ \sum_{j'} \frac{I_p^{wj' \rightarrow wj}}{eV_{qw}} - R(p_{wj}) - \sum_j g(n_{wi}, p_{wj}, s) s \end{aligned} \quad (\text{Prilog A.8})$$

$$\frac{ds}{dt} = \sum_{w,i,j} \Gamma_w g(n_{wi}, p_{wj}, s) s - \frac{s}{\tau_p} + \sum_{w,i,j} \Gamma_w \beta_{wij} R_{sp}(n_{wi}, p_{wj}) \quad (\text{Prilog A.9})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\varepsilon E(z, t))}{\partial z} &= e(p_b(z, t) - n_b(z, t) + N_D^+ - N_A^-) + \\ &+ \sum_{w,i,j} e(p_{wj}(t) |\chi_{wj}(z)|^2 - n_{wi}(t) |\chi_{wi}(z)|^2) . \end{aligned} \quad (\text{Prilog A.10})$$

Za funkciju brzine rekombinacije $R(n)$, $n = n_b, p_b, n_{wi}$ i p_{wj} može se usvojiti zavisnost 1.1 iz odeljka 1.2. Ovim jednačinama se dodaju jednačine za elektronsku i šupljinsku gustinu struje

$$J_{n_b}(z, t) = e\mu_n n_b(z, t) E(z, t) + eD_n \frac{\partial n_b(z, t)}{\partial z} \quad (\text{Prilog A.11})$$

$$J_{p_b}(z, t) = e\mu_p p_b(z, t) E(z, t) - eD_p \frac{\partial p_b(z, t)}{\partial z} \quad (\text{Prilog A.12})$$

i *Schrödinger*-ove jednačine koje definišu talasne funkcije nosilaca na odgovarajućem i -tom nivou u posmatranoj w -toj QW

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{m_c(z)} \frac{d\chi_{wi}(z)}{dz} \right] + V_{qw}(z) \chi_{wi}(z) = W_{wi} \chi_{wi}(z) . \quad (\text{Prilog A.13})$$

m_{wi} efektivna masa nosioca na i -tom nivou unutar w -te QW data je sa

$$\frac{1}{m_{wi}} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\chi_{wi}(z)|^2}{m_c(z)} dz .$$

Svi koeficijenti i fizičke veličine u gornjim jednačinama, koje posebno nisu pomenute, imaju standardne oznake koje se koriste u literaturi. Videti oznake u Spisku skraćenica i oznaka.

Prilog B. Izvođenje ekvivalentnog sistema strujnih jednačina iz sistema tronivovskih jednačina prelaza

Polazeći od kompletnog sistema proširenih tronivovskih jednačina prelaza (6.1)-
(6.5)

$$\begin{aligned} \frac{dN_{S1}}{dt} &= \frac{I}{qV_S} - \frac{N_{S1}}{\tau_D} + \frac{N_G V_{QW}}{2\tau_G V_S} - R_S(N_{S1}) + \xi \frac{N_{S2}}{\tau_D} \\ \frac{dN_{S2}}{dt} &= -\frac{N_{S2}}{\tau_D} + \frac{N_G V_{QW}}{2\tau_G V_S} - R_S(N_{S2}) + \xi \frac{N_{S1}}{\tau_D} \\ \frac{dN_G}{dt} &= (1 - \xi) \frac{N_{S1} + N_{S2}}{\tau_D} \frac{V_S}{V_{QW}} - \frac{N_G}{\tau_C} + \frac{N_{QW}}{\tau_E} - R_{QW}(N_G) - \frac{N_G}{\tau_G} \\ \frac{dN_{QW}}{dt} &= \frac{N_G}{\tau_C} - \frac{N_{QW}}{\tau_E} - R_{QW}(N_{QW}) - g(N_{QW})(1 - \varepsilon S)S \\ \frac{dS}{dt} &= \Gamma g(N_{QW})(1 - \varepsilon S)S - \frac{S}{\tau_P} + \Gamma \beta B_{QW} N_{QW}^2 \end{aligned}$$

$$R_{S,QW}(N) = A_{S,QW}N + B_{S,QW}N^2 + C_{S,QW}N^3$$

$$g(N) = \nu_G G_0 \ln \left(\frac{A_{QW}N + B_{QW}N^2 + C_{QW}N^3}{A_{QW}N_0 + B_{QW}N_0^2 + C_{QW}N_0^3} \right)$$

množeći sve jednačine prelaza sa faktorom qV_{QW} imamo

$$\begin{aligned} qV_{QW} \frac{dN_{S1}}{dt} &= I \frac{V_{QW}}{V_S} - qV_{QW} \frac{N_{S1}}{\tau_D} + qV_{QW} \frac{N_G V_{QW}}{2\tau_G V_S} - \\ &- qV_{QW} A_S N_{S1} - qV_{QW} B_S N_{S1}^2 - qV_{QW} C_S N_{S1}^3 + qV_{QW} \xi \frac{N_{S2}}{\tau_D} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 qV_{QW} \frac{dN_{S2}}{dt} &= -qV_{QW} \frac{N_{S2}}{\tau_D} + qV_{QW} \frac{N_G V_{QW}}{2\tau_G V_S} - \\
 &\quad - qV_{QW} A_S N_{S2} - qV_{QW} B_S N_{S2}^2 - qV_{QW} C_S N_{S2}^3 + qV_{QW} \xi \frac{N_{S1}}{\tau_D} \\
 qV_{QW} \frac{dN_G}{dt} &= (1 - \xi) qV_{QW} \frac{N_{S1} + N_{S2}}{\tau_D} \frac{V_S}{V_{QW}} - qV_{QW} \frac{N_G}{\tau_C} + qV_{QW} \frac{N_{QW}}{\tau_E} - \\
 &\quad - qV_{QW} A_{QW} N_G - qV_{QW} B_{QW} N_G^2 - qV_{QW} C_{QW} N_G^3 - qV_{QW} \frac{N_G}{\tau_G} \\
 qV_{QW} \frac{dN_{QW}}{dt} &= qV_{QW} \frac{N_G}{\tau_C} - qV_{QW} \frac{N_{QW}}{\tau_E} - \\
 &\quad - qV_{QW} A_{QW} N_{QW} - qV_{QW} B_{QW} N_{QW}^2 - qV_{QW} C_{QW} N_{QW}^3 - qV_{QW} g(N_{QW})(1 - \varepsilon S) S \\
 qV_{QW} \frac{dS}{dt} &= \Gamma qV_{QW} g(N_{QW})(1 - \varepsilon S) S - qV_{QW} \frac{S}{\tau_P} + \Gamma \beta qV_{QW} B_{QW} N_{QW}^2 .
 \end{aligned}$$

Ovaj sistem jednačina se jednostavnim transformacijama svodi na ekvivalentni sistem jednačina adekvatnih električnih veličina. Uvođenjem odgovarajućih smena

$$k = \frac{V_S}{V_{QW}}, \quad (\text{Prilog B.7})$$

$$a_S = A_S \tau_D, \quad b_S = B_S \frac{\tau_D^2}{qV_{QW}}, \quad c_S = C_S \frac{\tau_D^3}{q^2 V_{QW}^2}, \quad (\text{Prilog B.8})$$

$$a_N = A_{QW} \tau_G, \quad b_N = \frac{B_{QW}}{qV_{QW} A_{QW}^2}, \quad c_N = \frac{C_{QW}}{q^2 V_{QW}^2 A_{QW}^3} \quad (\text{Prilog B.9})$$

i normiranjem gustine fotona, nelinearnog pojačanja i optičkog pojačanja prema

$$S_N = \frac{S}{S_C}, \quad \varepsilon_N = \varepsilon S_C, \quad (\text{Prilog B.10})$$

$$G(I_N) = qV_{QW} S_C g(N_{QW}), \quad (\text{Prilog B.11})$$

gde je S_C konstanta normiranja, a definišući adekvatne električne struje:

$$I_{S1,2} = \frac{qV_{QW}}{\tau_D} N_{S1,2} \quad (\text{Prilog B.12})$$

$$I = kI_{S1} + ka_S I_{S1} + kb_S I_{S1}^2 + kc_S I_{S1}^3 + k\tau_D \frac{dI_{S1}}{dt} - k\xi I_{S2} - \frac{I_G}{2a_N} \quad (\text{Prilog B.1})$$

$$kI_{S2} = -ka_S I_{S2} - kb_S I_{S2}^2 - kc_S I_{S2}^3 - k\tau_D \frac{dI_{S2}}{dt} + k\xi I_{S1} + \frac{I_G}{2a_N} \quad (\text{Prilog B.2})$$

$$\begin{aligned} k(1 - \xi)(I_{S1} + I_{S2}) &= \\ &= \frac{\tau_G I_G}{\tau_C a_N} - \frac{\tau_G I_N}{\tau_E a_N} + C_D \frac{dV_{jG}}{dt} + I_G + b_N I_G^2 + c_N I_G^3 + \frac{1}{A_{QW}} \frac{dI_G}{dt} + \frac{I_G}{a_N} \end{aligned} \quad (\text{Prilog B.3})$$

$$\begin{aligned} \frac{\tau_G I_G}{\tau_C a_N} - \frac{\tau_G I_N}{\tau_E a_N} &= \\ &= I_N + b_N I_N^2 + c_N I_N^3 + \frac{1}{A_{QW}} \frac{dI_N}{dt} + G(I_N)(1 - \varepsilon_N S_N) S_N \end{aligned} \quad (\text{Prilog B.4})$$

$$G(I_N)(1 - \varepsilon_N S_N) S_N + \beta b_N I_N^2 = C_P \frac{dS_N}{dt} + \frac{S_N}{R_P} \quad (\text{Prilog B.5})$$

$$V_{jG} = R_G I_G + V_T \ln\left(\frac{I_G}{I_{01}^G} + 1\right) + V_T \ln\left(\frac{I_G}{I_{02}^G} + 1\right), \quad V_T = \frac{kT}{q} \quad (\text{Prilog B.6})$$

$$C_D = C_0 \left(1 - \frac{V_{jG}}{V_D}\right)^{-1/2} .$$

struje leve i desne SCH oblasti, respektivno, i

$$I_G = qV_{QW}A_{QW}N_G, \quad I_N = qV_{QW}A_{QW}N_{QW} \quad (\text{Prilog B.13})$$

struje monomolekularne rekombinacije aktivne oblasti (unutar QW) za 3D i 2D nosioce, respektivno, kao i ekvivalentnu fotonsku kapacitivnost

$$C_P = \frac{qV_{QW}S_C}{\Gamma} \quad (\text{Prilog B.14})$$

i ekvivalentnu fotonsku otpornost

$$R_P = \frac{\tau_P}{C_P} \quad (\text{Prilog B.15})$$

dobija se ekvivalentni sistem odgovarajućih strujnih jednačina (Prilog B.1)-(Prilog B.6). U gornjem sistemu u sklopu jednačine (Prilog B.3) dodat je i član koji definiše kapacitivnost oblasti prostornog tovara C_D . Prošireni sistem jednačina prelaza u obzir ne uzima ovu kapacitivnost te se zbog kompletnosti ovog modela ona unutar sistema strujnih jednačina dodaje, čime se obezbeđuje kvalitetan prelaz sa fizičkih (injektovana koncentracija nosilaca i fotonska gustina) na ekvivalentne električne veličine (polarizaciona struja i izlazni napon). Na ovakav način se obuhvataju i nelinearni efekti koji mogu doći do izražaja pri visokim gustinama injeksione struje tj. pri visokim polarizacijama laserske diode. Jednačina (Prilog B.6) u gornjem sistemu definiše napon na spoju (*junction voltage*) laserske diode V_{jG} . Pri izvođenju ove jednačine polazi se od zavisnosti koncentracije nosilaca od *Fermi*-jevih nivoa u kojima se *Fermi-Dirac*-ovi integrali aproksimiraju pogodnim analitičkim izrazima. Detalji ovog izvođenja se mogu pronaći u dodatku rada [68].

Svi koeficijenti i fizičke veličine u gornjim jednačinama, koje posebno nisu pomenute, imaju standardne oznake koje se koriste u literaturi. Videti oznake u Spisku skraćenica i oznaka.

Prilog C. SPICE program korišćen za numeričku simulaciju.

```

program SQWL -complete
* Program za simulaciju i analizu SQWL-a (Single Quantum Well Laser)
* baziran na tronivovskim jednacnama prelaza za QWL (Quantum Well Laser).
* Ukljucene su obe SCH (Ls=300nm) oblasti oko QW i parazitno kolo.
*
* >>>>      Autor: Petar Matavulj      <<<<<
* >>>>      11.2000.                  <<<<<

* Pobuda
*****
*i 0 12 dc {ib}
im 0 12 ac {im}
* Strujna polarizaciona pobuda SQWL-a
i 0 12 pwl (0 {ib} 2n {ib} 2.01n {ipp} 6n {ipp} 6.01n {ib} 10n {ib})
* Strujna impulsna pobuda u trajanju od 4ns (i pocetkom trajanja
* posle 2ns) sa donjim baznim nivoom ib i amplitudom ip=ipp-ib.
*****

* Parazitno kolo - kolo kojim se modeluju pasivni parazitni
* elementi cipa na kome se nalazi SQWL.
cpar 12 0 {cpar}
lpar 12 13 {lpar}
rpar 13 14 {rpar}
cshant 14 15 {cshant}
rsub 15 0 {rsub}
rser 14 1 {rser}
* Lpar, Cpar i Rpar parazitne induktivnost, kapacitivnost i otpornost
* (vezivnih kontaktnih zica) kontakata (bond-wire). Rsub otpornost
* substrata, Cshant santna parazitna kapacitivnost i Rs serijska
* otpornost SQWL diode.

* SCH1 (Separate Confinement Heterostructure) oblast.
gas1 1 0 value={as*i(vis1)}

```

```

gbs1 1 0 value={bs*i(vis1)**2/k}
gcs1 1 0 value={cs*i(vis1)**3/k**2}
* Strujni izvori koji definisu rekombinaciju nosilaca u SCH1 oblasti.
gdis1 1 0 value={-i(eis1)}
eis1 101 0 value={i(vis1)}
cts1 101 0 {taud}
* Pomocno kolo za iznalazenje vrednosti strujnog izvora koja je
* jednaka izvodu struje kroz SCH1 oblast.
gs2 0 1 value={ksi*i(vis2)}
* Strujni izvor koji definise curenje iz SCH2 oblasti u SCH1 oblast.
gan1 0 1 value={i(vig)/(2*an)}
* Strujni izvor koji definise prebeg nosioca iz GW oblasti
* u SCH1 oblast.
vis1 1 8 0
* Pomocni naponski izvor za iznalazenje struje kroz SCH1 oblast.

* SCH2 (Separate Confinement Heterostructure) oblast.
gas2 7 0 value={as*i(vis2)}
gbs2 7 0 value={bs*i(vis2)**2/k}
gcs2 7 0 value={cs*i(vis2)**3/k**2}
* Strujni izvori koji definisu rekombinaciju nosilaca u SCH2 oblasti.
gdis2 7 0 value={-i(eis2)}
eis2 105 0 value={i(vis2)}
cts2 105 0 {taud}
* Pomocno kolo za iznalazenje vrednosti strujnog izvora koja je
* jednaka izvodu struje kroz SCH2 oblast.
gs1 0 7 value={ksi*i(vis1)}
* Strujni izvor koji definise curenje iz SCH1 oblasti u SCH2 oblast.
gan2 0 7 value={i(vig)/(2*an)}
* Strujni izvor koji definise prebeg nosioca iz GW oblasti
* u SCH2 oblast
vis2 7 8 0
* Pomocni naponski izvor za iznalazenje struje kroz SCH2 oblast.

gksis12 8 0 value={ksi*(i(vis1)+i(vis2))}
* Kompenzacioni strujni izvor koji definise curenje.

* GW (Gateway) oblast
gcd 8 0 value={-pwr(1-v(8)/vd,-1/2)*i(evj)}
evj 103 0 value={v(8)}
cj0 103 0 {c0}
* Pomocno kolo za iznalazenje struje pomeraja koja je posledica
* kapacitivnosti oblasti prostornog tovara u osiromasenoj oblasti.
rg 8 9 {rg}
dg1 9 10 dmod3
dg2 10 11 dmod4
* Definisavanje parametara GW oblasti ekvivalentnog kola SQWL-a.
vig 11 0 0

```

```

* Pomocni naponski izvor za iznalazenje SRH (Schockley-Read-Hall)
* rekombinacione struje u GW oblasti.
gbg 8 0 value={bn*i(vig)**2}
gbc 8 0 value={cn*i(vig)**3}
* Strujni izvori koji definisu rekombinaciju nosilaca u GW oblasti.
gdig 8 0 value={-i(eig)}
eig 106 0 value={i(vig)}
ccl/An 106 0 {ann}
* Pomocno kolo za iznalazenje vrednosti strujnog izvora koja je
* jednaka izvodu SRH rekombinacione struje u GW oblasti
gan 8 0 value={i(vig)/an}
* Strujni izvor koji definise prebeg nosilaca iz GW oblasti
* u SCH1 i SCH2 oblasti

gcap 8 2 value={taug*i(vig)/(tauc*an)}
gesc 2 8 value={taug*i(vin)/(taue*an)}
* Strujni izvori koji definisu transfer nosilaca iz GW u QW oblast
* i obratno tj. transfer nosilaca izmedju trodimenzionalnih
* (slobodnih) i dvodimenzionalnih (kvantno-konfiniranih) stanja.

* QW oblast
rn 2 3 {rn}
dn1 3 4 dmod1
dn2 4 5 dmod2
* Definisanje parametara QW oblasti ekvivalentnog kola SQWL-a.
vin 5 0 0
* Pomocni naponski izvor za iznalazenje SRH rekombinacione struje u
* aktivnoj oblasti (QW).
gbn 2 0 value={bn*i(vin)**2}
gcn 2 0 value={cn*i(vin)**3}
* Strujni izvori koji definisu rekombinaciju nosilaca u oblasti QW.
gdin 2 0 value={-i(ein)}
ein 102 0 value={i(vin)}
c1/An 102 0 {ann}
* Pomocno kolo za iznalazenje vrednosti strujnog izvora koja je
* jednaka izvodu SRH rekombinacione struje u QW oblasti.

* Lasing - pocetak stimulisaniog zracenja.
.func l(x) {limit(x,0,50)}
* Funkcija kojom se ogranicava izlazna snaga samo na
* pozitivne vrednosti
gg' 0 104 value={log((i(vin)+bn*i(vin)**2+cn*i(vin)**3)/i0t)}
rgo' 104 0 {g0in}
* Pomocno kolo za izracunavanje pojacanja SQWL-a
gsn 2 6 value={v(104)*l(v(6))}
gsn2 6 2 value={epsn*v(104)*l(v(6))**2}
* Strujni izvori odgovorni za lasing

```

```

gbetabn 0 6 value={beta*bn*i(vin)**2}
* Strujni izvor koji izrazava doprinos zracenja nastalog spontanom
* rekombinacijom u ukupnom laserskom zracenju.
cp 6 0 {cp}
rp 6 0 {rp}
* Definisanje osnovnih fotonskih parametara stimulisnog zracenja.

.IC v(6)={v60}
* Postavljanje pocetnog uslova za lasersko zracenje pri zadatoj
* struji polarizacije.

.model dmod1 d(is={is1n})
.model dmod2 d(is={is2n})
.model dmod3 d(is={is1g})
.model dmod4 d(is={is2g})
* Definicija modela dioda.

* Parametri
* Svi parametri su izrazeni u osnovnim jedinicama SI sistema.
* (Na mestima gde su koriscene izvedene jedinice to je uradjeno
* zbog ogranicenja SPICE-a (konvergencioni problemi) da radi
* samo unutar opsega (E-21,E+21)).
*****
.param ib=20m ip=40m ipp={ip+ib} im=1u
* Parametri koji definisu strujnu polarizacionu pobudu
.param ref=0.32 ll=300u lr=2.5u lqw=8n rg=15 is1g=4.57e-16 lsch=300n
+rn=10 is1n=1.21e-13 gama=0.019 eps=1.0e-17 alphaint=4.3 taus=44.82p
+ksi=0
* Promenjivi parametri koji definisu konstrukcije i transportne
* osobine SQWL-a.
.param v60=1.3673 ; <-----
* Parametar koji definise neophodan pocetni uslov za izlazno
* lasersko zracenje.
*****
.param vqw={lqw*ll*lr} vsch={lsch*ll*lr} k={vsch/vqw}
.param sc=1e15 epsn={eps*sc} alpham={(1/(ll*1e2))*log(1/ref)}
+taup={3.5/(3e10*(alpham+alphaint))}
+ktaue=25m taue={ktaue*lqw} tauc=0.18p taug=1p is2n={is1n}
+is2g={is1g} c0={12.87*8.85e-12*(ll*lr/(2*lsch+lqw))} vd=1.6
+ann=9.09n;{1/aan}
* Parametri koji definisu konstrukcije i transportne osobine
* SQWL-a.
*****
.param as=58.3e-4 bs=293.0e-3 cs=1270.0e-3
+an=1.1e-4 bn=6.0e3 cn=4.9e6
* Parametri koji definisu rekombinacione procese.
* Uzeti za InGaAs-GaAs SQWL sa InGaAs QW.
*****

```

```

* Izracunati pomocu donjih relacija.
* aas=1.3e8 bbs=1.4e-16 ccs=1.3e-41
* aan=1.1e8 bbn=0.7e-16 ccn=0.6e-41
* (osnovni rekombinacioni parametri).
* qe=1.6e-19
* as={aas*taud} bs={(taud**2*bbs)/(qe*vqw)}
* cs={(taud**3*ccs)/(qe**2*vqw**2)}
* an={aan*taug} bn={bbn/(qe*vqw*aan**2)}
* cn={ccn/(qe**2*vqw**2*aan**3)}
*****
.param g0in=12.41e-3 cp=38f
* Izracunati pomocu: g0=1508, g0in={3e10*qe*vqw*1e6*sc**g0/3.5}
* cp={qe*vqw*1e6*sc/gama}
* g0in=12.41e-3 - Ith=81mA za BA SQWL's (ls=300nm, ksi=0)
* g0in=12.41e-3 - Ith=1mA za BRW SQWL's (ls=300nm, ksi=0)
*****
+jj0=41.13k; -Buried Ridge Waveguide SQWL
*+jj0=3.2904meg; -Broad Area SQWL
+i0t={jj0*lqw} beta=1e-4 rp={taup/cp}
* Parametri koji definisu lasersko zracenje
.param lpar=0.2n cpar=0.1p rpar=0.1 cshant=1.6p rsub=1.5 rser=4
* Parametri koji definisu parazitne pasivne elemente

* Glavne komande programa
*****
.dc i 0 300m 0.1m
.tran 0.01n 10n 0n 0.01n; <-----
* Podesiti (povecati) Hmax=0.01n za bolji Splain.
.ac dec 100 100meg 100g
*.ac lin 10k 1g 100g
*****
.options acct list node nomod opts
* Programske opcije koje definisu izlazni .log file simulacija
.options itl1=500 itl2=200 itl4=40
* Programske opcije koje definisu robusniji rad programa
* koji prevazilazi probleme nekonvergentnosti.

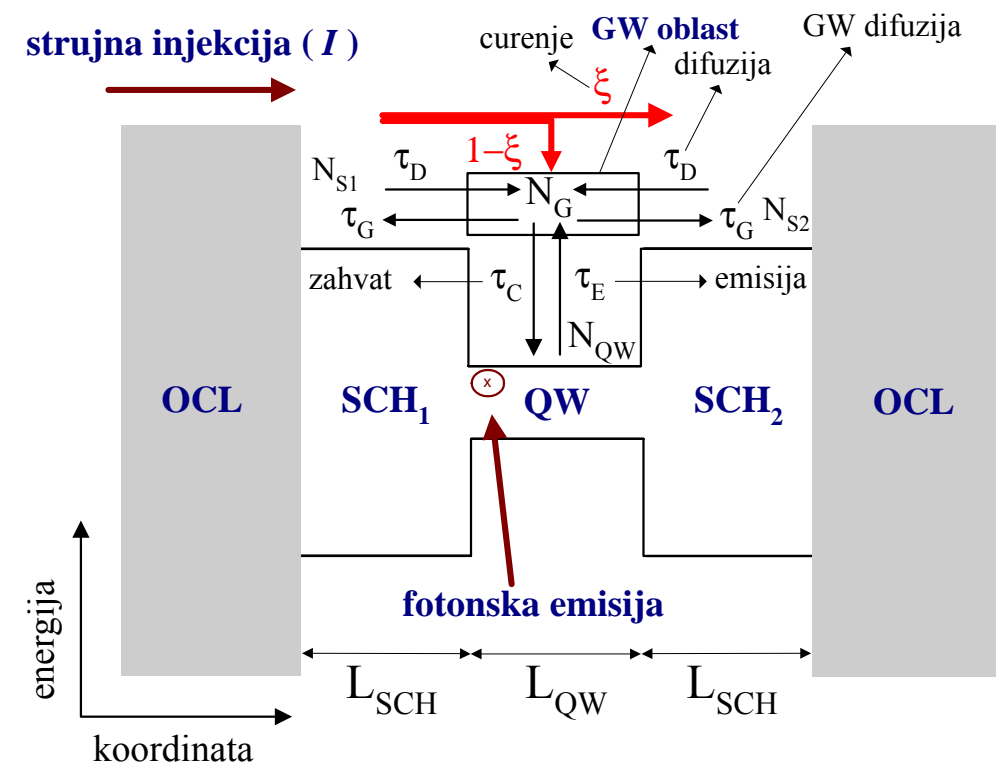
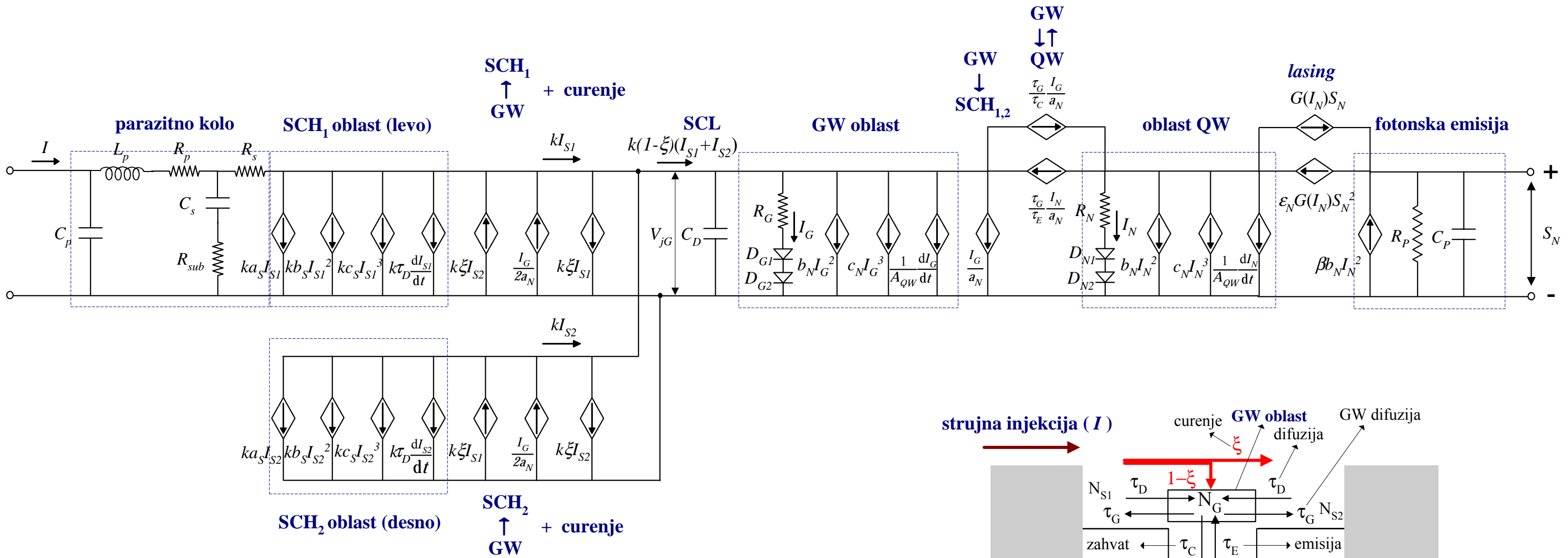
* Fotonska emisija - lasersko zracenje
*****
.probe v(6)
.print dc v(6)
.print tran v(6)
.print ac v(6)
*****
.end

```


Prilog D. Kompletno ekvivalentno električno kolo SQWL

U ovom dodatku je prikazano uvećano kompletno ekvivalentno električno kolo poluprovodničkog lasera sa kvantnom jamom (**A3 format**) zajedno sa poprečnim presekom strukture SQWL i odgovarajućim fizičkim procesima.

Kompletno ekvivalentno električno kolo SQWL (tronivovske jednačine prelaza)



Literatura

- [1] *OrCAD PSpice A/D – Reference Manual*. Beaverton, Oregon, 1998.
- [2] *OrCAD PSpice A/D – User’s Guide*. Beaverton, Oregon, 1998.
- [3] G. P. Agrawal. *Fiber-Optic Communication Systems*. John Wiley & Sons, Inc., New York, second edition, 1997.
- [4] G. P. Agrawal and N. K. Dutta. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*. Van Nostrand Reinhold Company, New York, 1986.
- [5] G. P. Agrawal and N. K. Dutta. Quantum-Well Semiconductor Lasers. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, chapter 9, 372–409. Van Nostrand Reinhold Company, 1986.
- [6] G. P. Agrawal and N. K. Dutta. Rate Equations and Operating Characteristics. *Long-Wavelength Semiconductor Lasers*, chapter 6, 220–286. Van Nostrand Reinhold Company, 1986.
- [7] Govind P. Agrawal. Gain Nonlinearities in Semiconductor Lasers: Theory and Application to Distributed Feedback Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-23(6):860–868, 1987.
- [8] Govind P. Agrawal. Effect of Gain and Index Nonlinearities on Single-Mode Dynamics in Semiconductor Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(11):1901–1909, 1990.

-
- [9] Muhammad A. Alam. Effects of Carrier Transport on the L-I Characteristics of QW Lasers in the Presence of Spatial Hole Burning. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(6):1018–1024, 1997.
- [10] Paolo Antognetti and Giuseppe Massobrio. *Semiconductor Device Modeling with SPICE*. McGraw-Hill Book Company, New York, 1988.
- [11] Y. Arakawa and A. Yariv. Quantum-Well Lasers – Gain, Spectra, Dynamics. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-22(9):1887–1899, 1986.
- [12] Stephen Bennett, Christopher M. Snowden, and Stavros Iezekiel. Nonlinear Dynamics in Directly Modulated Multiple-Quantum-Well Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(11):2076–2083, 1997.
- [13] N. Bewtra, D. A. Suda, G. L. Tan, F. Chatenoud, and J. M. Xu. Modeling of Quantum-Well Lasers with Electro-Opto-Thermal Interaction. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(2):331–340, 1995.
- [14] Pallab Bhattacharya. *Semiconductor Optoelectronic Devices*. Prentice Hall, New Jersey, second edition, 1997.
- [15] P. W. M. Blom, C. Smit, J. E. M. Haverkort, and J. H. Wolter. Carrier capture into a semiconductor quantum well. *Physical Review B*, 47(4):2072–2081, 1993.
- [16] J. E. Bowers. High Speed Semiconductor Laser Design and Performance. *Solid State Electronics*, 30(1):1–11, 1986.
- [17] J. A. Brum and G. Bastard. Resonant carrier capture by semiconductor quantum wells. *Physical Review B*, 33(2):1420–1423, 1986.
- [18] J. A. Brum, T. Weil, J. Nagle, and B. Vinter. Calculation of carrier capture time of a quantum well in graded-index separate-confinement heterostructures. *Physical Review B*, 34(4):2381–2384, 1986.
- [19] Guillermo Carpintero and Horacio Lamela. Nonlinear dynamics pose challenge and opportunity. *Laser Focus World*, 36(10):137–140, 2000.

- [20] James J. Coleman. Strained Layer Quantum Well Heterostructure Lasers. *Quantum Well Lasers*, chapter 8, 367–413. Academic Press. Inc., 1993.
- [21] James J. Coleman, Kevin J. Beernink, and Michael E. Givens. Threshold Current Density in Strained Layer $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -GaAs Quantum-Well Heterostructure Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(10):1983–1989, 1992.
- [22] S. W. Corzine, R. H. Yan, and L. A. Coldren. Theoretical gain in strained InGaAs/AlGaAs quantum wells including valence-band mixing effects. *Applied Physics Letters*, 57(26):2835–2837, 1990.
- [23] G. C. Crow and R. A. Abram. Monte Carlo Simulations of Carrier Transport in AlGaInP Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(9):1551–1556, 1997.
- [24] M. Cvetković, P. Matavulj, J. Radunović, and A. Marinčić. An InGaAs P-i-N Photodiode Model: Description and Implementations in the Analysis of the $1.55\mu\text{m}$ Lightwave System. *Journal of Optical Communications*, 22(1):24–31, 2001.
- [25] Mladen Cvetković. Analiza i modelovanje optičkih pojačivača i laserskih dioda. Magistarski rad, Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu, 1996.
- [26] Supriyo Datta. *Quantum Phenomena*. Addison-Wesley Publishing Company, Reading, 1989.
- [27] Jan Van der Spiegel. *SPICE – A Brief Overview*, 1997. <http://www.seas.upenn.edu/~jan/spice/spice.overview.html>.
- [28] Tomas A. DeTemple and Craig M. Herzinger. On the Semiconductor Laser Logarithmic Gain-Current Density Relation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(5):1246–1252, 1993.
- [29] Benoit Deveaud, Jagdeep Shah, T. C. Damen, and W. T. Tsang. Capture of electrons and holes in quantum wells. *Applied Physics Letters*, 52(22):1886–1888, 1988.

-
- [30] H. Elkadi, S. Maricot, R. Hamelin, J. Harari, J. P. Vilcot, and D. Decoster. A Large Signal Equivalent Circuit Model for Multielectrode Laser and Microwave Semiconductor Laser for CAD Applications. *Microwave Symposium Digest, IEEE MTT-S International*, 217–220, 1993. Volume 1.
- [31] Reinhart W. H. Engelman, Chan-Long Shieh, and Chester Shu. Multiquantum Well Lasers: Threshold Considerations. *Quantum Well Lasers*, chapter 3, 131–188. Academic Press. Inc., 1993.
- [32] Wolfgang Freude. Transport Solutions for the SCH Quantum-Well Laser Diode: Comment. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 32(12):2173–2175, 1996.
- [33] David S. Gao, S. M. (Steve) Kang, Robert P. Brayan, and James J. Coleman. Modeling of Quantum-Well Lasers for Computer-Aided Analysis of Optoelectronic Integrated Circuits. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(7):1206–1216, 1990.
- [34] Badri N. Gomatam and Alfred P. DeFonzo. Theory of Hot Carrier Effects on Nonlinear Gain in GaAs-GaAlAs Lasers and Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(10):1689–1704, 1990.
- [35] A. Grabmaier, M. Schöfthaler, A. Hangleiter, C. Kazimerski, M. Blez, and A. Ougazzaden. Carrier transport limited bandwidth of 1.55 μ m quantum-well lasers. *Applied Physics Letters*, 62(1):52–54, 1993.
- [36] Matt Grupen and Karl Hess. Simulation of Carrier Transport in Quantum-Well Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(1):120–140, 1998.
- [37] Dejan M. Gvozdić. *Nestacionarni odziv MSM fotodetektora*. Doktorska disertacija, Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu, 1995.
- [38] M. K. Haldar, J. Wang, and . F. V. C. Mendis. Equivalent circuit of semiconductor lasers with weak optical feedback. *Electronic Letters*, 31(5):366–367, 1995.

-
- [39] Christoph Harder, Joseph Katz, S. Margalit, J. Shacham, and A. Yariv. Noise Equivalent Circuit of a Semiconductor Laser Diode. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-18(3):333–337, 1982.
- [40] Tsuyoshi Hayashi, Kohsuke Katsura, and Hideki Tsunetsugu. New Hybrid Integrated Laser Diode-Drivers Using Microsolder Bump Bonding: SPICE Simulation of High Speed Modulation Characteristics. *Journal of Lightwave Technology*, 12(11):1963–1970, 1994.
- [41] Hideki Hirayama, Yasunari Miyake, and Masahiro Asada. Analysis of Current Injection Efficiency of Separate-Confinement-Heterostructure Quantum-Film Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(1):68–74, 1992.
- [42] Hideki Hirayama, Junji Yoshida, Yasunari Miyake, and Masahiro Asada. Carrier Capture Time and Its Effect on the Efficiency of Quantum-Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 30(1):54–62, 1994.
- [43] Breck Hitz. Introduction to semiconductor lases. *Supplement to Laser Focus World*, 36(12):14–16, 2000.
- [44] M. Homar, C. R. Mirasso, I. Esquivias, and M. San Miguel. Modulation Response of Quantum-Well Lasers with Carrier Transport Effects Under Weak Optical Feedback. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8(7):861–863, 1996.
- [45] Zoran Ikonić i Vitomir Milanović. *Poluprovodničke kvantne mikrostrukture*. Univerzitet u Beogradu, Beograd, 1997.
- [46] Jesper Riishøj. 2.5 Gb/s Laser-Driver GaAs IC. *Journal of Lightwave Technology*, 11(7):1139–1146, 1993.
- [47] S. A. Javro and S. M. Kang. Transforming Tucker’s Linearized Laser Rate Equations to a Form that has a Single Solution Regime. *Journal of Lightwave Technology*, 13(9):1899–1904, 1995.
- [48] Keith B. Kahen. Two-Dimensional Simulation of Laser Diodes in Steady State. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(4):641–651, 1988.

-
- [49] Sidney C. Kan and Kam Y. Lau. Intrinsic Equivalent Circuit of Quantum-Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(6):528–530, 1992.
- [50] Sidney C. Kan, Dan Vassilovski, Ta C. Wu, and Kam Y. Lau. On the effects of carrier diffusion and quantum capture in high speed modulation of quantum well lasers. *Applied Physics Letters*, 61(7):752–754, 1992.
- [51] Sidney C. Kan, Dan Vassilovski, Ta C. Wu, and Kam Y. Lau. Quantum Capture and Escape in Quantum-Well Lasers—Implications on Direct Modulation Bandwidth Limitations. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(5):428–431, 1992.
- [52] J. Katz, S. Margalit, C. Harder, D. Wilt, and A. Yariv. The Intrinsic Equivalent Circuit of a Laser Diode. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-17(1):4–7, 1981.
- [53] Rudolf F. Kazarinov and Gleb E. Shtengel. Effect of Carrier Heating on Static Linearity of MQW InGaAsP/InP Lasers. *Journal of Lightwave Technology*, 15(12):2284–2286, 1997.
- [54] Paul Kerstetter and Giorgio Casinovi. A Quantum-Well Laser Model for SPICE-Like Simulators. *10th Annual Meeting IEEE Laser and Electro-Optics Society LEOS '98*, 57–58, San Francisco, CA, 1997. Volume 1.
- [55] Ron M. Kielkowski. *Inside SPICE*. McGraw-Hill, Inc., New York, second edition, 1994.
- [56] Kam Y. Lau. Dynamics of Quantum Well Lasers. *Quantum Well Lasers*, chapter 5, 217–275. Academic Press. Inc., 1993.
- [57] Johnson Lee, M. O. Vassell, and G. J. Jan. Energy-Band Diagrams of P-i-N Heterostructures for Single Quantum-Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6):1469–1476, 1993.
- [58] Joong-Hee Lee, Xiang-Dong Zhang, and Afshin S. Daryoush. Nonlinear Circuit Model of Laser Diodes for Large-signal Microwave Photonic CAD. *Journal of the Franklin Institute*, 332B(5):555–568, 1995.

- [59] C. H. Lin, C. Y. Tsai, C. L. Chua, and Y. H. Lo. Effects of Transport Limited Nonuniform Pumping for Multiple Quantum Well Semiconductor Lasers. *6th Annual Meeting IEEE Laser and Electro-Optics Society LEOS '94*, 121–122, 1994. Volume 1.
- [60] M. F. Lu, J. S. Deng, C. Juang, M. J. Jou, and B. J. Lee. Equivalent Circuit Model of Quantum-Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(8):1418–1422, 1995.
- [61] M. F. Lu, C. Juang, M. J. Jou, and B. J. Lee. Study of carrier transport effect on quantum well lasers using a SPICE simulator. *IEE Proceedings-Optoelectronics*, 142(5):237–240, 1995.
- [62] P. S. Matavulj and J. B. Radunović. Real Single Quantum Well Laser Frequency Response. *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, 22(6):863–870, 2001.
- [63] Petar S. Matavulj. Analiza nelinearnog i nestacionarnog odziva P-i-N fotodiode realizovane od dvodolinskog poluprovodnika. Magistarski rad, Elektrotehnički fakultet Univerziteta u Beogradu, 1997.
- [64] Stephan J. Matthews. Semiconductor Lasers 2000 – The early years: promise and problems. *Laser Focus World*, 36(4):81–88, 2000.
- [65] Stephan J. Matthews. Building with atomic layers. *Laser Focus World*, 37(2):141–144, 2001.
- [66] David McDonald and Ronan F. O’Dowd. Comparison of Two- and Three-Level Rate Equations in the Modeling of Quantum-Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(11):1927–1934, 1995.
- [67] Pablo V. Mena, Sung-Mo Kang, and Thomas A. DeTemple. Rate-Equation-Based Laser Models with a Single Solution Regime. *Journal of Lightwave Technology*, 15(4):717–730, 1997.

- [68] Milena D. Davidović, Petar S. Matavulj and Jovan B. Radunović. Spice model lasera sa kvantnom jamom. *Zbornik radova XLIV Konferencije ETRAN-a*, 219–222, Soko Banja, 2000. Sveska IV.
- [69] H. Murata, Y. Terui, M. Saitoh, Y. Satoh, and R. Terasaki. Low threshold current density of 620nm band MQW-SCH AlGaInP semiconductor lasers with Mg doped AlInP cladding layer. *Electronic Letters*, 27(17):1569–1571, 1991.
- [70] R. Nagarajan, T. Fukushima, J. E. Bowers, R. S. Geels, and L. A. Coldern. Single quantum well strained InGaAs/GaAs lasers with large modulation bandwidth and low damping. *Electronic Letters*, 27(12):1058–1060, 1991.
- [71] Radhakrishnan Nagarajan and John E. Bowers. Effects of Carrier Transport on Injection Efficiency and Wavelength Chirping in Quantum-Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6):1601–1608, 1993.
- [72] Radhakrishnan Nagarajan, Toru Fukushima, John E. Bowers, Randall S. Geels, and Larry A. Coldern. High-speed InGaAs/GaAs strained multiple quantum wells lasers with low damping. *Applied Physics Letters*, 58(21):2326–2328, 1991.
- [73] Radhakrishnan Nagarajan, Toru Fukushima, Scot Corzine, and John E. Bowers. Effects of carrier transport on high-speed quantum well lasers. *Applied Physics Letters*, 59(15):1835–1837, 1991.
- [74] Radhakrishnan Nagarajan, Toru Fukushima, Masayuki Ishikawa, John E. Bowers, Randall S. Geels, and Larry A. Coldren. Transport Limits in High-Speed Quantum-Well Lasers: Experiment and Theory. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(2):121–123, 1992.
- [75] Radhakrishnan Nagarajan, Masayuki Ishikawa, Toru Fukushima, Randall S. Geels, and John E. Bowers. High Speed Quantum-Well Lasers and Carrier Transport Effects. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(10):1990–2008, 1992.

- [76] Radhakrishnan Nagarajan, Richard P. Mirin, Thomas E. Reynolds, and John E. Bowers. Effect of the Confinement-Layer Composition on the Internal Quantum Efficiency and Modulation Response of Quantum-Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(8):832–834, 1992.
- [77] R. Nager, N. Tessler, D. Abraham, G. Eisenstein, U. Koren, and G. Raybon. Measurements of the barrier-well injection bottleneck in a multiple quantum well optical amplifier. *Applied Physics Letters*, 60(15):1788–1790, 1992.
- [78] J. Nelson, M. Paxman, K. W. J. Barnham, J. S. Roberts, and C. Button. Steady-State Carrier Escape from Single Quantum Wells. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6):1460–1468, 1993.
- [79] Linh V. T. Nguyen, Arthur James Lowery, Phillip C. R. Gurney, and Dalma Novak. A Time-Domain Model for High-Speed Quantum-Well Lasers Including Carrier Transport Effects. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(2):494–504, 1995.
- [80] T. Ohtoshi, K. Yamaguchi, C. Nagaoka, T. Uda, Y. Murayama, and N. Chinone. A Two-Dimensional Device Simulator of Semiconductor Lasers. *Solid State Electronics*, 30(6):627–638, 1987.
- [81] Eva Peral and Amnon Yariv. Measurement and Characterization of Laser Chirp of Multi-quantum-Well Distributed-Feedback Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(3):307–309, 1999.
- [82] John D. Ralston, Stefan Weisser, Eric C. Larkins Ignacio Esquivias, Josef Rosenzweig, Paul J. Tasker, and Joachim Fleissner. Control of Differential Gain, Non-linear Gain, and Damping Factor for High-Speed Application of GaAs-Based MQW Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6):1648–1659, 1993.
- [83] R. F. S. Ribeiro, J. R. F. da Rocha, A. V. T. Cartxo, H. J. A. da Silva, B. Franc, and B. Wedding. FM Response of Quantum-Well Lasers Taking into Account

- Carrier Transport Effects. *IEEE Photonics Technology Letters*, 7(8):857–859, 1995.
- [84] W. Rideout, W. F. Sharfin, E. S. Koteles, M. O. Vassell, and B. Elman. Well-Barrier Hole Burning in Quantum Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(9):784–786, 1991.
- [85] William S. Ring, Simon J. Wrathall, and Adrian J. Taylor. 1300-nm Strained Quantum Well Lasers for Fiber-Optic Communications. *The Hewlett-Packard Journal*, (12):1–15, 1997. Article 8.
- [86] Giammarco Rossi, Roberto Paoletti, and Marina Meliga. SPICE Simulation for Analysis and Design of Fast 1.55 μm MQW Laser Diodes. *Journal of Lightwave Technology*, 16(8):1509–1516, 1998.
- [87] Gleb E. Shtengel, Rudolf F. Kazarinov, Gregory L. Belenky, and Jr. C. L. Reynolds. Wavelength Chirp and Dependence of Carrier Temperature on Current in MQW InGaAsP/InP Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(8):1396–1399, 1997.
- [88] Robert V. Steele. The Laser Marketplace 2001 – part II: Diode Lasers. *Laser Focus World*, 37(2):84–99, 2001.
- [89] C. B. Su. Dielectric grating induced by cavity standing wave as a new explanation of origin of nonlinear gain in semiconductor diode lasers. *Electronic Letters*, 24(7):370–371, 1988.
- [90] C. B. Su, J. Eom, C. H. Lange, C. B. Kim, Robert B. Lauer, William C. Rideout, and Joanne S. LaCourse. Characterization of the Dynamics of Semiconductor Lasers Using Optical Modulation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(1):118–127, 1992.
- [91] Nobuo Suzuki and Masayuki Ishikawa. A Small-Signal Frequency Response Model with Electron and Hole Transports in Multiquantum-Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(7):767–770, 1993.

-
- [92] Milan Tadić. *Poluprovodničke nanostrukture*. Biblioteka Dissertatio. Zadužbina Andrejević, Beograd, 1999.
- [93] H. A. Tafti, K. K. Kamath, G. Abraham, F. N. Farokhrooz, and P. R. Vaya. Circuit modelling of multimode semiconductor lasers and study of pulse broadening effect. *Electronic Letters*, 29(16):1443–1445, 1993.
- [94] T. Takahashi and Y. Arakawa. Nonlinear Gain Effects on Spectral Dynamics in Quantum Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(2):106–107, 1991.
- [95] Takuji Takahashi and Yasuhiko Arakawa. Nonlinear Gain Effects in Quantum Well, Quantum Well Wire, and Quantum Well Box Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(6):1824–1829, 1991.
- [96] M. C. Tatham, I. F. Lealman, Colin P. Seltzer, L. D. Westbrook, and D. M. Cooper. Resonance Frequency, Damping, and Differential Gain in $1.5\mu\text{m}$ Multiple Quantum-Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28(2):408–414, 1992.
- [97] G. W. Taylor and P. R. Claisse. Transport Solutions for the SCH Quantum-Well Laser Diode. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(12):2133–2141, 1995.
- [98] G. W. Taylor and Shao Jin. Revision to "Transport Solutions for SCH QW Laser Diodes. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 34(10):1886–1889, 1998.
- [99] N. Tessler and G. Eisenstein. Distributed nature of quantum-well lasers. *Applied Physics Letters*, 62(1):10–12, 1993.
- [100] N. Tessler and G. Eisenstein. Transient Carrier Dynamics and Photon-Assisted Transport in Multiple-Quantum-Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 5(3):291–293, 1993.
- [101] Nir Tessler and Gadi Eisenstein. On Carrier Injection and Gain Dynamics in Quantum Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(6):1586–1595, 1993.

-
- [102] Kazutaka Tomizawa. *Numerical Simulation of Submicron Semiconductor Devices*. Artech House, Boston, 1993.
- [103] C. Y. Tsai, L. F. Eastman, and Y. H. Lo. Hot carrier and hot photon effects on high-speed quantum well lasers. *Applied Physics Letters*, 65(25):3408–3410, 1993.
- [104] Chin-Yi Tsai, Lester F. Eastman, Yu-Hwa Lo, and Chin-Yao Tsai. Breakdown of thermionic emission theory for quantum wells. *Applied Physics Letters*, 65(4):469–471, 1994.
- [105] Chin-Yi Tsai, Chin-Yao Tsai, Yu-Hwa Lo, Robert M. Spenser, and Lester Eastman. Nonlinear Gain Coefficients in Semiconductor Quantum-Well Lasers: Effects of Carrier Diffusion, Capture and Escape. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(2):316–330, 1995.
- [106] Benjamin P. C. Tsou and David L. Pulfrey. A Versatile SPICE Model for Quantum-Well Lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(2):246–254, 1997.
- [107] Hideaki Tsuchiya and Tanroku Miyoshi. Bipolar Quantum-Transport Modeling of Carrier Injection into a SCH-Quantum-Well Laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 32(5):865–872, 1996.
- [108] Rodney S. Tucker. Circuit model of double-heterojunction laser below threshold. *IEE Proc. I.*, 128(3):101–106, 1981.
- [109] Rodney S. Tucker. Large-signal circuit model for simulation of injection-laser modulation dynamics. *IEE Proc. I.*, 128(5):180–184, 1981.
- [110] Jian Wang, Uwe A. Griesinger, Michael Geiger, Ferdinand Scholz, and C. Schweizer. Carrier Capture Times in Quantum-Well, -Wire, and -Box Distributed-Feedback Lasers Characterized by Dynamic Lasing Emission Measurements. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 3(2):223–229, 1997.

-
- [111] S. Weisser, I. Esquivias, P. J. Tasker, J. D. Ralston, and J. Rosenzweig. Impedance, Modulation Response, and Equivalent Circuit of Ultra-High-Speed $\text{In}_{0.35}\text{Ga}_{0.65}\text{As}/\text{GaAs}$ MQW Lasers with p-Doping. *IEEE Photonics Technology Letters*, 6(7):782–785, 1994.
- [112] D. F. Welch, T. Wang, and D. R. Scifres. Low threshold current laser emitting at 637nm. *Electronic Letters*, 27(9):693–694, 1991.
- [113] M. Willatzen, T. Takahashi, and Y. Arakawa. Nonlinear Gain Effects Due to Carrier Heating and Spectral Holeburning in Strained-Quantum-Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(7):682–685, 1992.
- [114] T. C. Wu, S. C. Kan, D. Vassilovski, and K. Y. Lau. Influence of separate-confinement layer band structure on the transport-limited modulation bandwidth in quantum well lasers. *Applied Physics Letters*, 63(4):441–443, 1993.
- [115] Jong Chang Yi and Nadir Dagli. Finite-Element Analysis of Valence Band Structure and Optical Properties of Quantum-Wire Arrays on Vicinal Substrates. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 31(2):208–218, 1995.
- [116] B Zhao, T. R. Chen, and A. Yariv. The Extra Differential Gain Enhancement in Multiple-Quantum-Well Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 4(2):124–126, 1992.
- [117] C. A. Zmudzinski, P. S. Zory, G. G. Lim, L. M. Miller, K. J. Beernink, T. L Cockerill, J. J. Coleman, C S. Hong, and L. Figueroa. Differential Gain in Bulk and Quantum Well Diode Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 3(12):1057–1060, 1991.
- [118] Peter S. Zory. *Quantum Well Lasers*. Academic Press. Inc., San Diego, 1993.

Spisak skraćenica i oznaka

– skraćenice

2D	–	dvodimenzionalni
3D	–	trodimenzionalni
AC analiza	–	SPICE analiza kojom se određuje frekventni odziv kola
BA DHL	–	(<i>Broad Area DHL</i>) DHL sa velikom površinom
BER	–	(<i>Bit Error Ratio</i>) odnos broja pogrešnih bita sa ukupnim brojem bita poslanih (procesiranih ili primljenih) u definisanom vremenskom periodu
BHL	–	(<i>Buried Heterostructure Laser</i>) DHL sa "ukopanim" aktivnim slojem
BRWL	–	(<i>Buried Ridge Waveguide Lasers</i>) DHL sa "ukopanom grebenastom" nagrizanjem oblikovanom gornjom heterostrukturnom oblašću
CAD	–	(<i>Computer Aided Design</i>) tehnika za dizajniranje naprava, koja rigorozno rešava skup osnovnih fizičkih jednačina koje definišu tu napravu
CANCER	–	(<i>Computer Analysis of Nonlinear Circuits Excluding Radiation</i>) preteča SPICE-a; program za analizu nelinearnih kola, isključujući zračenje
CMOS kolo	–	(<i>Complementary Metal-Oxide-Semiconductor</i> kolo) komplementarno metal-oksid-poluprovodničko kolo
DC analiza	–	SPICE analiza kojom se određuje strujno-naponska karakteristika kola

DHL	–	(<i>Double Heterostructure Lasers</i>) dvostruko-heterostrukturalaseri
ER	–	(<i>Extinction Ratio</i>) odnos "on" i "off" izlazne snage lasera kad je on polarizovan iznad praga
FFT	–	(<i>Fast Fourier Transform</i>) brza <i>Fourier</i> -ova transformacija
GRINSCH	–	(<i>Graded Refractive INdex SCH</i>) SCH sa promenljivim indeksom prelamanja
GW oblast	–	(<i>Gateway</i> oblast) oblast pristupnih (tj. kvazikonfiniranih) stanja
HSPICE	–	(<i>Huge SPICE</i>) verzija SPICE-a namenjena za velike kompjutere i radne stanice
KM	–	kompletan model
LO fononi	–	logitudinalno-optički fononi
LPE	–	(<i>Liquid Phase Epitaxy</i>) epitaksija iz tečne faze; metoda narastanja poluprovodničkih kristalnih slojeva iz rastopljenog čvrstog supstrata
L-I kriva	–	(<i>Light-Current Curve</i>) ulazno-izlazna karakteristika strujnih lasera
LU dekompozicija	–	rešavanje sistema linearnih jednačina dekompozicijom matrice sistema u L - (<i>lower triangle matrix</i>) donju trougaonu i U - (<i>upper triangle matrix</i>) gornju trougaonu matricu
MBE	–	(<i>Molecular Beam Epitaxy</i>) epitaksija molekulskim snopovima različitih materijala; metoda narastanja vrlo kvalitetnih epitaksijalnih slojeva poluprovodničkih jedinjenja
MFP	–	(<i>Mean Free Path</i>) srednja slobodna dužina za procese zahvata nosilaca u QW
MOSFET	–	(<i>Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor</i>) metal-oksud-poluprovodnik tranzistor sa efektom polja
OCL	–	(<i>Optical Confinement Layer</i>) oblast koja optički konfinira zračenje

OEIC	–	(<i>Optoelectronic Integrated Circuits</i>) optoelektronska integrisana kola
OMCVD	–	(<i>Organometallic Chemical Vapor Deposition</i>) naparavanje iz metal-organskih jedinjenja; dobro razvijena metoda za proizvodnju tankih filmova poluprovodničkih jedinjenja i kreiranje tankih metalnih filmova
PC	–	(<i>Personal Computer</i>) personalni računar
PSPICE	–	(PC SPICE) verzija SPICE-a namenjena za personalne računare
QD	–	(<i>Quantum Dot</i>) kvantna tačka
QDL	–	(<i>Quantum Dot Lasers</i>) laseri sa kvantnim tačkama
QW	–	(<i>Quantum Well</i>) kvantna jama
QWL	–	(<i>Quantum Well Lasers</i>) laseri sa kvantnim jamama
QWR	–	(<i>Quantum Wire</i>) kvantna žica
QWRL	–	(<i>Quantum Wire Lasers</i>) laseri sa kvantnim žicama
RIN	–	(Relative Intensity Noise) relativni intenzitet šuma
RW	–	(<i>Ridge Waveguide</i>) nagrizanjem oblikovan trakasti talasovod
SCC model	–	(<i>Semiclassical Capture Model</i>) (poluklasičan) model za analizu transporta nosilaca u QWL, koji prostorni transport nosilaca modeluje klasično a energetski kvantno
SCH	–	(<i>Separate Confinement Heterostructure</i>) posebna heterostruktura koja konfinira efektivno lasersko zračenje
SCL	–	(<i>Space Charge Layer</i>) oblast osiromašenja ili oblast prostornog tovara
SCOPE	–	(<i>SuperCompact OPToelectronic Module</i>) programski modul za simulaciju kompaktnih optelektronskih kola
SPICE	–	(<i>Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis</i>) simulacioni program sa posebnom namenom za simulaciju integrisanih električnih kola
SQWL	–	(<i>Single Quantum Well Lasers</i>) laseri sa kvantnom jamom

SRH	–	(<i>Shockley-Read-Hall</i> -ova rekombinacija) neradijativna mono-
rekombinacija		molekularna rekombinacija, na centrima čija se energija nalazi
		unutar energetske procepa materijala
MQWL	–	(<i>Multiple Quantum Well Lasers</i>) laseri sa više kvantnih jama
TCAD	–	(<i>Technology Computer Aided Design</i>) tehnika za dizajniranje
		tehnoloških procesa kojim se dobijaju željene naprave
TLLM	–	(<i>Transmission-Line Laser Model</i>) model lasera koji laser tretira
		kao sistem vodova
Tran analiza	–	(<i>transient analysis</i>) SPICE analiza kola u vremenskom domenu
UCSB	–	(<i>University of California, Santa Barbara</i>) Kalifornijski uni-
		verzitet u Santa Barbari

– oznake

$AREA$	–	površina BA laserske strukture
A	–	monomolekularni koeficijent rekombinacije; poprečni presek QW
A_{QW}	–	monomolekularni koeficijent rekombinacije za oblast QW; popre-
		čni presek QW u transverzalnom pravcu
a, a_N	–	normalizovani monomolekularni koeficijent rekombinacije za
		oblast QW
A_S	–	monomolekularni koeficijent rekombinacije za SCH oblasti
a_S	–	normalizovani monomolekularni koeficijent rekombinacije za
		SCH oblasti
B	–	bimolekularni koeficijent rekombinacije
b, b_N	–	normalizovani bimolekularni koeficijent rekombinacije za oblast
		QW
B_{QW}	–	bimolekularni koeficijent rekombinacije za oblast QW
B_S	–	bimolekularni koeficijent rekombinacije za SCH oblasti
b_S	–	normalizovani bimolekularni koeficijent rekombinacije za SCH
		oblasti

C	–	<i>Auger</i> -ov koeficijent rekombinacije
c	–	brzina svetlosti u vakuumu
C_0	–	kapacitivnost nepolarizovane oblasti osiromašenja
C_D, C_d, C_{SC}	–	kapacitivnost oblasti osiromašenja tj. oblasti prostornog tovara
C_n	–	difuziona kapacitivnost aktivne oblasti
c_N	–	normalizovani <i>Auger</i> -ov koeficijent rekombinacije za oblast QW
C_{op}	–	ekvivalentna kapacitivnost koja reprezentuje uskladištenje fotona u rezonatoru lasera
C_P	–	ekvivalentna fotonska kapacitivnost
C_p	–	kapacitivnost kontaktnih žica
C_{QW}	–	<i>Auger</i> koeficijent rekombinacije za oblast QW
C_S	–	<i>Auger</i> koeficijent rekombinacije za SCH oblasti
C_s	–	parazitna šantna kapacitivnost
c_S	–	normalizovani <i>Auger</i> -ov koeficijent rekombinacije za SCH oblasti
C_{th}	–	ekvivalentna termalna kapacitivnost
$C_{wi}(z)$	–	funkcija raspodele za zahvat nekonfiniranih nosilaca na i -ti nivo w -te QW
D	–	ambipolarna difuziona konstanta nosilaca
D_n	–	difuziona konstanta (<i>bulk</i>) elektrona
D_p	–	difuziona konstanta (<i>bulk</i>) šupljina
e, q	–	elementarno naelektrisanje
E	–	jačina električnog polja u aktivnoj oblasti lasera
E_0	–	E_C ili E_V
E_1	–	energija prvog kvantnog stanja unutar QW
E_2	–	energija drugog kvantnog stanja unutar QW
E_C	–	energija dna provodne zone
E_{fn}	–	kvazi- <i>Fermi</i> -jeva energija za elektrone
E_{fnQW}	–	kvazi- <i>Fermi</i> -jeva energija za elektrone u oblasti QW
E_{fnS}	–	kvazi- <i>Fermi</i> -jeva energija za elektrone u SCH oblasti
E_{fp}	–	kvazi- <i>Fermi</i> -jeva energija za šupljine

E_{fpQW}	–	kvazi- <i>Fermi</i> -jeva energija za šupljine u oblasti QW
E_{fpS}	–	kvazi- <i>Fermi</i> -jeva energija za šupljine u SCH oblasti
E_g	–	energetski procep poluprovodnika
$E_{k+k_z}^b$	–	energija nosilaca koji imaju talasni vektor $\vec{k} + \vec{k}_z$ za <i>bulk</i> stanja
$E_{k\pm q}^j$	–	energija nosilaca koji imaju talasni vektor $\vec{k} \pm \vec{q}$ za j -ti nivo u QW
E_n	–	energija n -tog kvantnog stanja unutar QW
E_V	–	energija vrha valentne zone
$F(\omega)$	–	složena funkcija kružne učestanosti
f_{-3dB}, f_r	–	granična učestanost
$f_{k+k_z}^b$	–	funkcija raspodele nosilaca koji imaju talasni vektor $\vec{k} + \vec{k}_z$ za <i>bulk</i> stanja
$f_{k\pm q}^j$	–	funkcija raspodele nosilaca koji imaju talasni vektor $\vec{k} \pm \vec{q}$ za j -ti nivo u QW
G, g	–	optičko pojačanje
G', g'	–	diferencijalno pojačanje
G_0	–	koeficijent optičkog pojačanja; stacionarno optičko pojačanje
G'_0	–	normalizovan koeficijent optičkog pojačanja
G_N	–	normalizovano optičko pojačanje
h, \hbar	–	<i>Planck</i> -ova konstanta
I, I_B	–	struja polarizacije lasera
i, i_{inj}	–	modulisana struja polarizacije lasera
I_0	–	stacionarna struja polarizacije lasera
I_{01}^G	–	struja zasićenja prve diode za GW oblast
I_{01}^N	–	struja zasićenja prve diode za oblast QW (aktivnu oblast)
I_{02}^G	–	struja zasićenja druge diode za GW oblast
I_{02}^N	–	struja zasićenja druge diode za oblast QW (aktivnu oblast)
I_{0t}	–	transparentna struja
I_1, I_N	–	struja monomolekularne rekombinacije u QW

$I_a^{b \rightarrow j}$	–	struja apsorpcije polarnog LO fonona, koja obezbeđuje prelaz nosilaca iz nekonfiniranih <i>bulk</i> stanja na j -ti nivo u QW
$I_a^{j \rightarrow b}$	–	struja apsorpcije polarnog LO fonona, koja obezbeđuje prelaz nosilaca sa j -tog nivoa u QW na nekonfinirana <i>bulk</i> stanja
I_{app}	–	injektovana struja u aktivnu oblast QWL
I_{cap}	–	struja zahvata nosilaca u QW
$I_{cap}^{b \rightarrow j}$	–	struja zahvata nosilaca sa nekonfiniranih <i>bulk</i> stanja na j -ti nivo u QW
$I_e^{b \rightarrow j}$	–	struja emisije polarnog LO fonona, koja obezbeđuje prelaz nosilaca iz nekonfiniranih <i>bulk</i> stanja na j -ti nivo u QW
$I_e^{j \rightarrow b}$	–	struja emisije polarnog LO fonona, koja obezbeđuje prelaz nosilaca sa j -tog nivoa u QW na nekonfinirana <i>bulk</i> stanja
I_{esc}	–	struja emisije nosilaca iz QW
$I_{esc}^{j \rightarrow b}$	–	struja emisije nosilaca sa j -tog nivoa u QW na nekonfinirana <i>bulk</i> stanja
I_G	–	struja monomolekularne rekombincije u GW oblasti
I_{jh}	–	ekvivalentna termalna struja <i>Joule</i> -ovih gubitaka
I_{leak}	–	struja curenja na heterospoju
$I_n^{b \rightarrow wi}$	–	neto struja zahvata elektrona iz nekonfiniranih <i>bulk</i> stanja na i -ti nivo u w -toj QW
$I_n^{wi' \rightarrow wi}$	–	neto struja zahvata elektrona sa i' -tog nivoa na i -ti nivo u w -toj QW.
I_{net}	–	neto struja zahvata nosilaca u QW
$I_{net}^{b \rightarrow j}$	–	neto struja zahvata nosilaca iz nekonfiniranih <i>bulk</i> stanja na j -ti nivo u QW
I_{nr}	–	struja neradijativne rekombinacije
I_{nrh}	–	ekvivalentna termalna struja neradijativne rekombinacije
I_P	–	visina pobudnog strujnog impulsa
$I_p^{b \rightarrow wj}$	–	neto struja zahvata šupljina iz nekonfiniranih <i>bulk</i> stanja na j -ti nivo u w -toj QW

$I_p^{wj' \rightarrow wj}$	–	neto struja zahvata šupljina sa j' -tog nivoa na j -ti nivo u w -toj QW.
I_S	–	struja kroz SCH oblast
I_{S1}	–	struja kroz levu SCH oblast
I_{S2}	–	struja kroz desnu SCH oblast
I_{sp}	–	ekvivalentna struja spontane emisije
I_{st}	–	ekvivalentna struja stimulisane emisije
I_{th}	–	struja praga lasera
J	–	gustina struje
J_0	–	transparentna gustina struje
J_e	–	gustina struje elektrona
J_h	–	gustina struje šupljina
J_{nb}	–	drift-difuziona struja <i>bulk</i> elektrona
J_{pb}	–	drift-difuziona struja <i>bulk</i> šupljina
J_{sp}	–	ekvivalentna gustina struje spontane emisije
J_{st}	–	ekvivalentna gustina struje stimulisane emisije
J_{tot}	–	totalna gustina struje
J_{th}	–	gustina struje praga BA laserske strukture
k	–	odnos zapremina SCH oblasti i oblasti QW; <i>Boltzman</i> -ova konstanta
\vec{k}_z	–	talasni vektor slobodnih nosilaca
L	–	ekvivalentna induktivnost u unutrašnjem ekvivalentnom električnom kolu QWL (njegova struja srazmerna sa s)
L_L	–	dužina rezonatora lasera
L_{OCL}	–	ukupna debljina optičkih konfinirajućih slojeva (SCH oblasti + QW)
L_p	–	induktivnost kontaktnih žica
L_{QW}, L_z	–	širina QW
L_R	–	širina trakaste oblasti BRWL
L_{SCH}	–	širina SCH oblasti

m	–	promenjiva koja karakteriše P
$M(\omega)$	–	modulisani odziv
m_c	–	efektivna masa konfiniranih nosilaca u QW
$ M_q^{bj} ^2$	–	interakciona matrica posmatranog nosioca i LO fonona
m_{wi}	–	efektivna masa nosioca na i -tom nivou w -te QW
N	–	donorska koncentracija donjeg <i>cladding</i> sloja
N	–	koncentracija nosilaca u aktivnoj oblasti
n, η	–	injekciona efikasnost diode
$n(E)$	–	funkcija raspodele elektrona
N_0, N_{tr}	–	transparentna gustina nosilaca
N_b	–	<i>bulk</i> gustina nosilaca
n_b	–	koncentracija elektrona u SCH oblastima i barijerama
N_A^-	–	koncentracija akceptora
N_D^+	–	koncentracija donora
n_{wi}	–	koncentracija elektrona na i -tom nivou w -te QW
N_C	–	gustina stanja elektrona
N_c	–	konfinirana gustina nosilaca
N_e	–	ravnotežna koncentracija nosilaca
N_G	–	koncentracija nosilaca u GW oblasti
n_G	–	modulisana koncentracija nosilaca u GW oblasti
n_g	–	grupni indeks prelamanja
N_{G0}	–	stacionarna koncentracija nosilaca u GW oblasti
N_{NQW}	–	broj QW
N_q	–	broj LO fonona sa istim talasnim vektorom \vec{q}
N_{QW}	–	koncentracija nosilaca u QW
n_{QW}	–	modulisana koncentracija nosilaca u QW
N_{QW0}	–	stacionarna koncentracija nosilaca u QW
N_S	–	koncentracija nosilaca u SCH oblasti
n_S	–	modulisana koncentracija nosilaca u SCH oblasti
N_{S0}	–	stacionarna koncentracija nosilaca u SCH oblasti

N_{S1}	–	koncentracija nosilaca u levoj SCH oblasti
N_{S2}	–	koncentracija nosilaca u desnoj SCH oblasti
P	–	akceptorska koncentracija gornjeg <i>cladding</i> sloja
P, P_f, P_{OUT}	–	izlazna snaga lasera
p_b	–	koncentracija šupljina u SCH oblastima i barijerama
P_{QW}, P_{SCH}	–	koncentracije p-tipa QW i SCH oblasti - aktivna oblast
p_{wj}	–	koncentracija elektrona na j -tom nivou w -te QW
\vec{q}	–	talasni vektor LO fonona
Q_G	–	prostorno usrednjen broj naelektrisanja u GW oblasti
Q_{QW}	–	prostorno usrednjen broj naelektrisanja u oblasti QW
Q_S	–	prostorno usrednjen broj naelektrisanja u SCH oblasti
R	–	odnos vremena zahvata u i emisije iz QW
R, R_{sp}	–	totalna brzina spontane rekombinacije
R, R_1, R_2	–	koeficijenti refleksije ogledala rezonatora
R_b	–	serijska otpornost <i>cladding</i> oblasti
R_D	–	serijska otpornost diode
R_G	–	serijska otpornost diode za GW oblast
R_{int}	–	unutrašnja otpornost pobudnog strujnog izvora
R_l	–	ekvivalentna otpornost koja reprezentuje gubitke svetlosti u rezonatoru i gubitke ogledala
R_N	–	serijska otpornost diode za oblast QW
R_P	–	ekvivalentna fotonska otpornost
R_p	–	otpornost kontaktnih žica
R_{nr}	–	brzina neradijativne rekombinacije
R_{QW}	–	totalna brzina spontane rekombinacije unutar QW
R_r	–	brzina radijativne rekombinacije
$R_{r,QW}$	–	brzina radijativne rekombinacije unutar QW
R_S	–	totalna brzina spontane rekombinacije u SCH oblasti
R_s	–	serijska otpornost

r_{SE}	–	ekvivalentna otpornost u unutrašnjem ekvivalentnom električnom kolu QWL koja je posledica uračunavanja spontane emisije
R_{sub}	–	otpornost substrata
R_{th}	–	ekvivalentna termalna otpornost
S, s	–	fotonska gustina unutar rezonatora
s	–	modulisana fotonska gustina unutar rezonatora
S_0	–	stacionarna fotonska gustina unutar rezonatora
S_C	–	koeficijent normalizacije fotonske gustine
S_N	–	normalizovana fotonska gustina
T	–	temperatura kristalne rešetke
t	–	vreme
T_c	–	temperatura konfiniranih nosilaca unutar QW
V	–	napon duž aktivne oblasti lasera
V_A	–	zapremina aktivne oblasti
V_D	–	ugrađeni napon u nedopiranom aktivnom sloju
V_j, V_{jG}	–	napon na heterospoju razmatrane laserske strukture
V_{QW}, V_{qw}	–	zapremina oblasti QW
v_{QW}	–	male perturbacije razlike kvazi-Fermi-jevih energija u QW
V_S, V_{SCH}	–	zapremina SCH oblasti
v_S	–	male perturbacije razlike kvazi-Fermi-jevih energija u SCH oblasti
z	–	koordinata
z_{w0}	–	pozicija centra w -te QW
W_{wi}	–	energija nosioca na i -tom nivou w -te QW
$\hbar\omega_{LO}$	–	energija LO fonona
α	–	(<i>linewidth enhancement factor</i>) faktor povećanja spektralne širine linije

α_{eff}	–	efektivni faktor povećanja spektralne širine linije
α_{int}	–	unutrašnji gubici unutar rezonatora lasera
α_m	–	gubici na ogledalima rezonatora
α_{QW}	–	faktor povećanja spektralne širine linije prouzrokovan promenom koncentracije nosilaca u oblasti QW
α_{SCH}	–	faktor povećanja spektralne širine linije prouzrokovan promenom koncentracije nosilaca u SCH oblasti
α_{sp}, β	–	faktor spontane emisije
α_{st}	–	faktor stimulisane emisije
β_{wij}	–	faktor spontane emisije za rekombinaciju elektrona sa i -tog nivoa sa šupljinama sa j -tog nivoa w -te QW
Γ	–	faktor optičkog konfiniranja
γ	–	faktor prigušenja
Γ_g	–	optičko pojačanje
Γ_w	–	faktor optičkog konfiniranja w -te QW
δ	–	mala konstanta
ΔE	–	razlika između energetske razlike osnovnih energetskih nivoa elektrona i šupljina u QW i E_g
ΔE_c	–	efektivna visina barijere QW
ΔL	–	dužina jednog dela laserske strukture u TLLM-u
$\Delta \nu$	–	spektralna širina linije
$\Delta \nu_{ST}$	–	<i>Schawlow-Townes</i> -ova spektralna širina linije
$\Delta \tau_{onD}$	–	dodatno vreme kašnjenja lasera prilikom startovanja
ε	–	koeficijent nelinearnog pojačanja; dielektrična permitivnost
ε_0	–	dielektrična permitivnost vakuuma
ε_∞	–	visoko-frekventna relativna dielektrična permitivnost
ε_N	–	normalizovan koeficijent nelinearnog pojačanja
ε_r^{SCH}	–	relativna dielektrična permitivnost SCH slojeva
ε_S	–	statička relativna dielektrična permitivnost
η_i	–	unutrašnja kvantna efikasnost

η_{in}	–	strujna injekciona efikasnost
λ_0	–	talasna dužina emitovane svetlosti lasera
λ_{OCL}	–	talasna dužina koja odgovara energetskom procepu SCH oblasti
λ_{MFP}	–	MFP ili dužina koherencije nosilaca
λ_{wi}	–	MFP za i -ti nivo w -te QW
μ_{Fe}^b	–	kvazi-Fermi-jeva energija za elektrone u SCH oblastima, barijerama i kvazi-konfiniranim stanjima u QW, tj. <i>bulk</i> stanjima
μ_{Fe}^{wi}	–	kvazi-Fermi-jeva energija za elektrone na i -tom nivou w -te QW
μ_{Fh}^b	–	kvazi-Fermi-jeva energija za šupljine u SCH oblastima, barijerama i <i>bulk</i> stanjima tj. kvazi-konfiniranim stanjima u QW
μ_{Fh}^{wj}	–	kvazi-Fermi-jeva energija za šupljine na j -tom nivou w -te QW
μ_n	–	pokretljivost (<i>bulk</i>) elektrona
μ_p	–	pokretljivost (<i>bulk</i>) šupljina
ν	–	frekvencija (učestanost)
ν_G	–	grupna brzina emitovanog zračenja
ξ	–	faktor curenja
ξ_K	–	kritični faktor curenja
τ, τ_n	–	totalno vreme života nosilaca do spontane rekombinacije
τ_0	–	vremenska konstanta
$\tau_C, \left\{ \begin{array}{l} \tau_{Ce} \\ \tau_{Ch} \end{array} \right.$	–	ambipolarno vreme zahvata nosilaca u QW (vreme zahvata za elektrone i šupljine u QW)
τ_{cap}	–	ambipolarno vreme zahvata nosilaca u QW
τ_{cap}^{eff}	–	efektivno vreme zahvata nosilaca
τ_{cap}^Q	–	lokalno ambipolarno vreme zahvata nosilaca u QW
τ_D, τ_{diff}	–	vreme difuzije nosilaca kroz SCH oblast
τ_E, τ_{esc}	–	ambipolarno vreme emisije nosilaca iz QW
τ_G	–	vreme života nosilaca u pristupnim stanjima
τ_{nG}	–	vreme života nosilaca do spontane rekombinacije u GW oblasti
τ_{nQW}	–	vreme života nosilaca do spontane rekombinacije u oblasti QW

τ_{nr}	–	vreme života nosilaca do neradijativne rekombinacije
τ_{nS}	–	vreme života nosilaca do spontane rekombinacije u SCH oblasti
τ_{onD}	–	vreme kašnjenja lasera prilikom startovanja
τ_P, τ_p	–	vreme života fotona
τ_r	–	vreme života nosilaca do radijativne rekombinacije
τ_S, τ_s	–	vreme transporta nosilaca
Φ_C	–	raspodela potencijala dna provodne zone
Φ_V	–	raspodela potencijala vrha valentne zone
χ	–	transportni faktor
$\chi_b(z)$	–	talasna funkcija za nosioce u <i>bulk</i> stanjima (slobodnih nosilaca)
$\chi_{jw}(z)$	–	talasna funkcija za nosioce na j -tom nivou w -te QW (konfiniranih nosilaca)
ω	–	kružna učestanost
ω_{LO}	–	kružna učestanost LO fonona
ω_r	–	rezonantna kružna učestanost