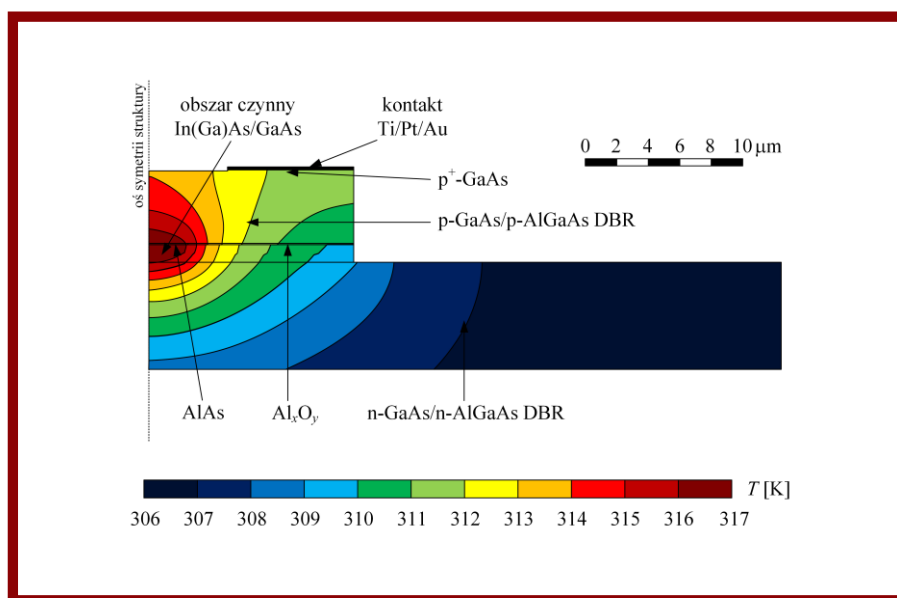


# Modelowanie zjawisk fizycznych w laserach typu VCSEL emitujących promieniowanie o długości fali 1.3 $\mu\text{m}$

Łukasz Piskorski, Robert P. Sarzała



Monografie Politechniki Łódzkiej  
Łódź 2016

**Modelowanie zjawisk fizycznych  
w laserach typu VCSEL emitujących  
promieniowanie o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$**

Łukasz Piskorski, Robert P. Sarzała

Monografie Politechniki Łódzkiej  
Łódź 2016

Recenzenci:  
**prof. dr hab. inż. Włodzimierz Nakwaski**  
**dr hab. inż. Jaromir Tosiek**

Redaktor Naukowy Wydziału Fizyki Technicznej,  
Informatyki i Matematyki Stosowanej:  
**dr hab. inż. Aneta Poniszewska-Marańda**

© Copyright by Politechnika Łódzka 2016

**WYDAWNICTWO POLITECHNIKI ŁÓDZKIEJ**  
**90-924 Łódź, ul. Wólczańska 223**  
**tel. 42-631-20-87, 42-631-29-52**  
**fax 42-631-25-38**  
**e-mail: [zamowienia@info.p.lodz.pl](mailto:zamowienia@info.p.lodz.pl)**  
**[www.wydawnictwa.p.lodz.pl](http://www.wydawnictwa.p.lodz.pl)**

**ISBN 978-83-7283-882-7**

Reprodukcja z materiałów dostarczonych przez Autorów

Nakład 50 egz. Ark. druk. 15,0. Papier offset. 80 g, 70 x 100  
Wykonano w Drukarni „Quick-Druk” s.c. 90-562 Łódź, ul. Łąkowa 11  
Nr 2237

# Podziękowania

Badania zawarte w niniejszym opracowaniu zostały zrealizowane częściowo w ramach: polsko-singapurskiego projektu nr 85/SIN/2006/02 pt. „Symulacja działania oraz optymalizacja konstrukcji półprzewodnikowych laserów o emisji powierzchniowej typu VCSEL wyposażonych w obszary czynne z kropkami kwantowymi oraz apertury tlenkowe do ograniczenia rozptyłu prądu i pola promieniowania” współfinansowanego przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego, projektu badawczego promotorskiego nr N N515 363736 pt. „Symulacja działania oraz optymalizacja konstrukcji półprzewodnikowych laserów typu VCSEL wyposażonych w obszary czynne ze studniami kwantowymi AlGaInAs” finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki (NCN), projektu nr N N515 417635 pt. „Optymalizacja struktur laserów VCSEL w celu uzyskania ich stabilnej pracy na pojedynczym modzie podstawowym z mało rozbieżną wiązką promieniowania” finansowanego przez NCN oraz projektu nr POIG.01.03.01-159/08 pt. „Innowacyjne technologie wielofunkcyjnych materiałów i struktur dla nanoelektroniki, fotoniki, spintroniki i technik sensorowych (InTech-Fun)” współfinansowanego przez Unię Europejską w ramach Programu Operacyjnego Innowacyjna Gospodarka.

W tym miejscu autorzy pragną podziękować całemu Zespołowi Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej za wsparcie i przychylne nastawienie podczas realizacji niniejszej pracy. Szczególne podziękowania należą się doktorowi habilitowanemu Tomaszowi Czyszanowskiemu, doktorom Michałowi Wasiakowi, Maciejowi Demsowi i Pawłowi Maćkowiakowi oraz magistrowi Krzysztofowi Gutowskiemu za możliwość korzystania z oprogramowania ich autorstwa.

Badania realizowane były w Zespole Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej na wydziale FTIMS.



---

# Spis treści

---

Podziękowania	i
Spis treści	iii
Wybrane oznaczenia	v
Najważniejsze skróty stosowane w pracy	vii
Streszczenie	ix
<b>1 Wstęp</b>	<b>1</b>
<b>2 Cele pracy</b>	<b>5</b>
<b>3 Lasery półprzewodnikowe</b>	<b>9</b>
3.1 Historia laserów półprzewodnikowych . . . . .	9
3.2 Lasery o krawędziowej i powierzchniowej emisji promieniowania . . . . .	14
3.3 Podstawy działania laserów typu VCSEL . . . . .	15
3.4 Podstawowe konstrukcje laserów o powierzchniowej emisji promieniowania z pionową wnęką rezonansową . . . . .	18
3.5 Zastosowania . . . . .	21
<b>4 Modelowanie zjawisk fizycznych przebiegających w laserach półprzewodnikowych</b>	<b>25</b>
4.1 Model progowy . . . . .	26
4.1.1 Zjawiska elektryczne . . . . .	26
4.1.2 Zjawiska termiczne . . . . .	28
4.1.3 Zjawisko wzmocnienia . . . . .	29
4.1.4 Zjawiska optyczne . . . . .	32
4.1.5 Zastosowany w pracy algorytm obliczeń progowych . . . . .	34
4.2 Model nadprogowy . . . . .	34
4.2.1 Modyfikacja modelu progowego . . . . .	34

4.2.2	Jednomodowa praca lasera typu VCSEL . . . . .	36
4.2.3	Wielomodowa praca lasera typu VCSEL . . . . .	36
4.2.4	Zastosowany w pracy algorytm obliczeń nadprogowych . . . . .	37
4.3	Oprogramowanie wykorzystane do obliczeń . . . . .	39
<b>5</b>	<b>Parametry materiałowe</b>	<b>41</b>
5.1	Parametry stosowane w modelu elektrycznym . . . . .	41
5.2	Parametry stosowane w modelu termicznym . . . . .	54
5.3	Parametry stosowane w modelu wzmocnienia . . . . .	60
5.4	Parametry stosowane w modelu optycznym . . . . .	61
<b>6</b>	<b>Fosforkowe lasery typu VCSEL z obszarami czynnymi w postaci studni kwantowych wykonanych z InGaAsP i InAsP</b>	<b>71</b>
6.1	Przegląd wybranych konstrukcji . . . . .	72
6.2	Modelowane struktury . . . . .	79
6.3	Dane materiałowe przyjęte do symulacji . . . . .	83
6.4	Wyniki symulacji dla lasera InGaAsP/InGaAsP . . . . .	86
6.5	Wyniki symulacji dla lasera InAsP/InGaAsP . . . . .	103
6.6	Wnioski . . . . .	111
<b>7</b>	<b>Fosforkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci studni kwantowych wykonanych z AlGaInAs</b>	<b>115</b>
7.1	Przegląd wybranych konstrukcji . . . . .	116
7.2	Modelowana struktura . . . . .	121
7.3	Dane materiałowe przyjęte do symulacji . . . . .	123
7.4	Wyniki symulacji . . . . .	125
7.5	Wnioski . . . . .	135
<b>8</b>	<b>Arsenkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych wykonanych z In(Ga)As</b>	<b>139</b>
8.1	Przegląd wybranych konstrukcji . . . . .	140
8.2	Modelowana struktura . . . . .	145
8.3	Dane materiałowe przyjęte do symulacji . . . . .	148
8.4	Wyniki symulacji . . . . .	150
8.5	Wnioski . . . . .	183
<b>9</b>	<b>Podsumowanie</b>	<b>187</b>
	<b>Autorzy</b>	<b>191</b>
	<b>Bibliografia</b>	<b>193</b>

# Wybrane oznaczenia

$a_{lc}$	stała sieci
$A$	współczynnik rekombinacji monomolekularnej
$B$	współczynnik rekombinacji bimolekularnej
$c$	prędkość światła w próżni
$C$	współczynnik rekombinacji Auger
$D$	współczynnik dyfuzji ambipolarnej
$\mathbf{E}$	natężenie pola elektrycznego fali elektromagnetycznej
$d_A$	średnica obszaru czynnego
$d_{AL}$	całkowita grubość warstwy z obszarem czynnym
$d_{TJ}$	średnica złącza tunelowego
$E_{EM}$	amplituda natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej
$E_g$	szerokość przerwy energetycznej
$e$	elementarny ładunek elektryczny
$g$	wzmocnienie optyczne
$h$	stała Plancka
$\hbar$	stała Diraca
$\mathbf{H}$	natężenie pola magnetycznego fali elektromagnetycznej
$I_{th}$	natężenie prądu progowego akcji laserowej
$j$	gęstość prądu
$j_s$	gęstość wstecznego prądu nasycenia
$k$	przewodność cieplna
$k_B$	stała Boltzmanna
$LP_{mn}$	rzęd modu
$m_e^*$	masa efektywna elektronu



$m_{hh}^*$	masa efektywna ciężkiej dziury
$m_{lh}^*$	masa efektywna lekkiej dziury
$n_g$	grupowy współczynnik załamania
$n_R$	fazowy współczynnik załamania
$P$	moc promieniowania emitowanego przez laser
$r$	odległość od osi symetrii struktury
$R$	współczynnik odbicia zwierciadła
$r_A$	promień obszaru czynnego
$\mathbf{S}$	wektor Poyntinga
$T$	temperatura
$T_0$	parametr charakteryzujący zależność prądu progowego lasera od temperatury
$T_{amb}$	temperatura otoczenia
$U_{th}$	napięcie progowe
$V$	potencjał
$z$	odległość od dolnej powierzchni pierwszej warstwy, licząc od strony <i>heat sinku</i> , należącej do dolnego zwierciadła braggowskiego
$\alpha$	współczynnik absorpcji
$\beta_{pn}$	współczynnik kształtu charakterystyki złącza
$\Delta_{so}$	odległość pasma odszczepionego ze względu na oddziaływanie spin-orbita
$\epsilon_0$	przenikalność elektryczna próżni
$\lambda$	długość promieniowania wytwarzanego w laserze
$\mu_0$	przenikalność magnetyczna próżni
$\mu_n$	ruchliwość elektronów
$\mu_p$	ruchliwość dziur
$\rho_{QD}$	powierzchniowa gęstość kropek kwantowych
$\sigma$	przewodność elektryczna

Uwaga: W pracy przyjęto zapis liczb zgodny z notacją anglo-amerykańską, gdzie separatorem znaków dziesiętnych jest kropka. Używane w pracy określenie *arsenki* lub *materiały arsenkowe* odnosi się do podwójnych, potrójnych i poczwórnych związków chemicznych grupy A<sup>III</sup>As, natomiast *fosforki* lub *materiały fosforkowe* do analogicznych związków grupy A<sup>III</sup>P.

# Najważniejsze skróty stosowane w pracy

AlGaAs	<i>Aluminium Gallium Arsenide</i> — arsenek glinowo-galowy
AlGaInAs	<i>Aluminium Gallium Indium Arsenide</i> — arsenek glinowo-galowo-indowy
CW	<i>Continuous Wave</i> — fala ciągła
DBR	<i>Distributed Bragg Reflector</i> — zwierciadła ćwierćfalowe
DFB	<i>Distributed Feedback Laser</i> — laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym
EEL	<i>Edge Emitting Laser</i> — laser o emisji krawędziowej
EFM	<i>Effective Frequency Method</i> — metoda efektywnej częstotliwości
FEM	<i>Finite Element Method</i> — metoda elementów skończonych
FWHM	<i>Full-Width Half Maximum</i> — szerokość połówkowa
GaAs	<i>Gallium Arsenide</i> — arsenek galu
GaInNAs	<i>Gallium Indium Nitride Arsenide</i> — arsenek indowo-galowy z domieszką azotu
GG	<i>Gain-Guided</i> — samoistny efekt falowodowy
GRINSCH	<i>Graded-Index Separate Confinement Heterostructure</i> — wnęka rezonansowa z rozseparowanym ograniczeniem elektrycznym i optycznym
GSMBE	<i>Gas Source Molecular Beam Epitaxy</i> — epitaksja z wiązek molekularnych z zastosowaniem źródeł gazowych
IG	<i>Index-Guided</i> — wbudowany efekt falowodowy
InAs	<i>Indium Arsenide</i> — arsenek indu
InGaAs	<i>Indium Gallium Arsenide</i> — arsenek indowo-galowy

InGaAsP	<i>Indium Gallium Arsenide Phosphide</i> — fosforek indowogalowy z domieszką arsenu
InP	<i>Indium Phosphide</i> — fosforek indu
IVBA	<i>Intervalance Band Absorption</i> — absorpcja wewnętrzpa-smowa w paśmie walencyjnym
LAN	<i>Local Area Network</i> — sieć o zasięgu lokalnym
LED	<i>Light Emitting Diode</i> — dioda elektroluminescencyjna
LPE	<i>Liquid Phase Epitaxy</i> — epitaksja z fazy ciekłej
MBE	<i>Molecular Beam Epitaxy</i> — epitaksja z wiązek molekularnych
MOVPE	<i>Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy</i> — epitaksja z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych
OC	<i>Oxide-Confined</i> — z ograniczeniem optycznym (dotyczy laserów, w których rozptyw prądu ograniczony jest przez warstwę tlenkową)
PC	<i>Photonic Crystal</i> — kryształ fotoniczny
PI	<i>Proton-Implanted</i> — z obszarem implantowanym protonami (dotyczy laserów, w których rozptyw prądu ograniczony jest przez obszar implantowany protonami)
PITSEL	<i>Proton-Implanted Top Surface Emitting Laser</i> — laser o powierzchniowej emisji promieniowania z obszarami implantowanymi protonami
QD	<i>Quantum Dot</i> — kropka kwantowa
QW	<i>Quantum Well</i> — studnia kwantowa
RT	<i>Room Temperature</i> — temperatura pokojowa
SHB	<i>Spatial Hole Burning</i> — zjawisko przestrzennego wypalania nośników
VCSEL	<i>Vertical Cavity Surface Emitting Laser</i> — laser o emisji powierzchniowej z pionowym rezonatorem

# Streszczenie

Celem niniejszej pracy było zbadanie fizycznych właściwości wybranych laserów typu VCSEL (ang. *Vertical Cavity Surface Emitting Laser* — laser o emisji powierzchniowej z pionowym rezonatorem) oraz optymalizacja ich struktur pod kątem oferowanych charakterystyk eksploatacyjnych. Szczególnie istotne było otrzymanie pracy laserów z falą ciągłą (CW — ang. *Continuous Wave*) na modzie podstawowym LP<sub>01</sub> w szerokim zakresie zmian temperatury ich obszarów czynnych, wywołanych np. zmianami temperatury otoczenia, w której pracował dany przyrząd. Wspólną cechą przyrządów objętych tą analizą jest zdolność do generowania promieniowania o długości fali 1.3 μm związanej z drugim oknem optycznym dla systemów telekomunikacyjnych bazujących na światłowodach wykonanych ze szkła kwarcowego. W szczególności przeanalizowano lasery, których obszary czynne wykonane były w postaci studni kwantowych InGaAsP/InGaAsP, InAsP/InGaAsP oraz AlGaInAs/AlGaInAs, a także lasery z obszarem czynnym w postaci warstw kropek kwantowych In(Ga)As. Rozpatrywane rozwiązania konstrukcyjno-materiałowe stanowią naturalne rozszerzenie i uzupełnienie badań prowadzonych w Zespole Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej poświęconych laserom komunikacyjnym. W celu realizacji powyższych celów opracowany został numeryczny model lasera VCSEL zawierający wszystkie niezbędne dane materiałowo-konstrukcyjne oraz równania określające przebieg rozpatrywanych zjawisk fizycznych (elektrycznych, cieplnych, optycznych i rekombinacyjnych) oraz ich wzajemne powiązania.



# Rozdział 1

## Wstęp

Lasery półprzewodnikowe są to źródła promieniowania spójnego, w których funkcję ośrodka czynnego pełni półprzewodnik. Obok diod elektroluminescencyjnych (LED — ang. *Light Emitting Diode*) stanowią one drugą ważną grupę półprzewodnikowych emiterów promieniowania używanych w układach optoelektronicznych. Takie cechy laserów półprzewodnikowych, jak ich niewielkie rozmiary, małe napięcie zasilania, masowość produkcji, niska cena, stosunkowo wysokie moce emitowanego promieniowania, łatwość modulacji prądem sterującym o wysokiej częstotliwości oraz możliwość uzyskania promieniowania w zakresie od bliskiej podczerwieni, poprzez światło widzialne do promieniowania ultrafioletowego, sprawiły, że przyrządy te mają obecnie ogromną liczbę zastosowań.

Lasery półprzewodnikowe są dziś powszechnie stosowane do zapisu i odczytu danych z dysków optycznych. Nie mniej ważne są zastosowania w medycynie (oftalmologia, chirurgia, onkologia, depilacja, diagnostyka [1]) i technikach wojskowych (dalmierze, systemy naprowadzania, zapalniki zbliżeniowe, alarmy typu *trip-wire* oraz symulatory broni [2]). Ponadto, przyrządy o małej mocy znalazły zastosowanie w drukarkach laserowych, czytnikach kodów kreskowych, miernikach do pomiaru odległości, systemach alarmowych i zdalnego sterowania, we wskaźnikach optycznych, systemach skanujących powierzchnie itp. Spektroskopia oraz nagrzewanie i precyzyjne cięcie metali to z kolei aplikacje związane z laserami umożliwiającymi generowanie promieniowania o stosunkowo dużej mocy. Wśród tej ogromnej liczby zastosowań pod względem zysków osiągniętych ze sprzedaży na rynku światowym dominują obecnie przyrządy stosowane w układach do przechowywania danych. Jedynym ich poważnym konkurentem w walce o pozycję lidera w tym zestawieniu są lasery półprzewodnikowe przystosowane do pracy w systemach telekomunikacyjnych [3–13]. W grupie tej coraz większą rolę odgrywa bazująca na światłowodach i źródłach promieniowania spójnego telekomunikacja optyczna. Umożliwia ona uzyskanie pasma transmisyjnego o parę rzędów szerszego niż dla konwencjonalnych źródeł fali elektromagnetycznej stosowanych w komunikacji wykorzystującej kable miedziane i fale

radiowe. Spośród różnego rodzaju emiterów promieniowania, które można z powodzeniem stosować w zestawieniu ze światłowodami, najlepszym rozwiązaniem wydają się być lasery o powierzchniowej emisji promieniowania z pionowym rezonatorem, nazywane skrótowo laserami typu VCSEL (ang. *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*). Za takim wyborem przemawia wiele ich zalet, z czego najbardziej istotnymi są: praca na pojedynczym modzie podłużnym, mała rozbieżność wiązki, łatwość sprzężenia w pionie z innymi układami optoelektronicznymi oraz ich niski koszt przy masowej produkcji. Cech takich nie posiada inny powszechnie stosowany typ laserów półprzewodnikowych tzn. lasery typu EEL (ang. *Edge Emitting Laser* — laser o emisji krawędziowej). Konkurencją dla laserów VCSEL, jeśli chodzi o parametry emitowanej wiązki promieniowania, mogą być lasery DFB (ang. *Distributed Feedback Laser* — laser z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym) jednak bardzo wysokie koszty ich produkcji praktycznie eliminują je jako źródła promieniowania spójnego dostępne dla szerokiego odbiorcy. Obecnie systemy wykorzystujące lasery typu VCSEL stanowią jedynie niewielką część rynku telekomunikacyjnego i są związane z sieciami o krótkim zasięgu (LAN — ang. *Local Area Network*) takimi jak *Gigabit Ethernet* i *Gigabit Fibre Channel*, w których transmisja danych odbywa się z wykorzystaniem promieniowania o długości fali 850 nm. Spowodowane jest to nie tyle słabymi parametrami tego typu przyrządów, ile problemami z wytwarzaniem dobrych laserów VCSEL emitujących promieniowanie o innych pożądanym długościach fal. Przewiduje się, że do rewolucji rynku telekomunikacyjnego dojdzie dopiero po wprowadzeniu na szeroką skalę laserów typu VCSEL generujących promieniowanie o długości fali równej 1.3  $\mu\text{m}$  (II okno optyczne telekomunikacji światłowodowej), które umożliwią transmisję danych z szybkością 10 Gb/s na odległość 10 km.

Zdecydowana większość obecnych na rynku przyrządów półprzewodnikowych emitujących promieniowanie w zakresie od 1.1 do 1.6  $\mu\text{m}$  wykonana jest w technologii fosforkowej. Struktury te hoduje się na podłożu z InP, natomiast ich obszar czynny zbudowany jest w postaci studni kwantowych (QW — ang. *Quantum Well*) InGaAsP/InGaAsP. Są to jednak głównie lasery o krawędziowej emisji promieniowania. Na przeszkodzie w skonstruowaniu efektywnego fosforkowego lasera typu VCSEL, który wykazywałby pracę z falą ciągłą (CW — ang. *Continuous Wave*) w temperaturze pokojowej (RT — ang. *Room Temperature*) stoi szereg trudności wynikających z praktycznie niemożliwej do pokonania samej natury materiałów fosforkowych. Główne problemy wiążą się z małą różnicą wartości współczynników załamania InGaAsP i InP, co nie pozwala na skonstruowanie skutecznych zwierciadeł typu DBR (ang. *Distributed Bragg Reflector* — zwierciadła ćwierćfalowe) o dużej wartości współczynnika odbicia przy jednoczesnej dużej ich przewodności elektrycznej. Mała przewodność cieplna fosforkowych materiałów poczwórnych stanowi kolejny problem będący przyczyną mało efektywnego odprowadzania ciepła z obszaru

czynnego lasera do *heat sinku* poprzez półprzewodnikowe zwierciadła wykonane z takich materiałów. Dodatkowe problemy to np. wysoka absorpcja wewnątrzpałmowa w paśmie walencyjnym (IVBA — ang. *Intervalance Band Absorption*), zbyt płytkie studnie kwantowe w paśmie przewodnictwa umożliwiające elektronom ucieczkę już przy stosunkowo niedużych energiach termicznych, czy też duże straty wynikające ze znacznego ubytku nośników na skutek niepromienistej rekombinacji Auger. Z uwagi na to, że jedynym sposobem uniknięcia wymienionych wyżej trudności limitujących zastosowanie standardowych materiałów fosforkowych przy produkcji laserów VCSEL jest wykorzystanie złożonych i kosztownych procesów technologicznych, sensownym rozwiązaniem przy wytwarzaniu wspomnianych struktur laserowych wydaje się rozpatrzenie możliwości zastosowania innych rozwiązań materiałowych.

Bardzo duże oczekiwania wiązane są obecnie z dobrze opanowaną i stosunkowo tanią technologią arsenkową. Oferuje ona możliwość wytworzenia obszarów czynnych nie tylko w postaci studni kwantowych (InGaAs/GaAs, GaInNAs/GaAs lub AlGaInAs/AlGaInAs), ale i kropek kwantowych (QD — ang. *Quantum Dot*) wykonanych z In(Ga)As, w których ruch nośników ograniczony jest we wszystkich kierunkach. Modelowaniu takich struktur poświęcona została duża liczba prac opublikowanych m.in. przez Zespół Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej. Sporą część tych publikacji stanowią artykuły poświęcone laserom z obszarem czynnym GaInNAs/GaAs [14–17]. Struktury na bazie powyższego systemu materiałowego nie tylko emitowały promieniowanie o pożądanej długości fali (1.3  $\mu\text{m}$ ), ale też cechowały się dobrymi parametrami eksploatacyjnymi. Optymalizacja tych struktur ze względu na minimalizację prądu progowego, selektywność modową, stabilizację parametrów pracy wraz ze zmianą temperatury otoczenia, minimalizację napięcia zasilania, czy też rozmiar wyjściowej wiązki promieniowania pokazała duży potencjał tkwiący w laserach typu VCSEL ze studniami kwantowymi wykonanymi z GaInNAs/GaAs. Nie stanowi zatem zaskoczenia fakt, że kilka lat temu (2007 rok) pojawiły się one na rynku komercyjnym. Umożliwiają one transmisję danych z szybkością 4 Gb/s [18, 19], a na przeszkodzie dalszej ich ekspansji na tym rynku stoi obecna technologia, która nie spełnia wymogów związanych z odpowiednio wysoką powtarzalnością wytwarzania tych przyrządów. Natomiast w przypadku laserów ze studniami kwantowymi wykonanymi z InGaAs zaawansowane symulacje [20] pokazały, że do otrzymania promieniowania o długości fali równej 1300 nm potrzebna wartość prądu i wywołany na skutek jego przepływu wzrost temperatury we wnętrzu urządzenia są na tyle duże, iż istnieje jedynie teoretyczna możliwość skonstruowania takich przyrządów. Z praktycznego punktu widzenia kresem ich możliwości jest emisja promieniowania o długości fali 1.26  $\mu\text{m}$ , dla której tłumienie sygnału w światłowodach wykonanych ze szkła kwarcowego jest nieco większe, co rzutuje na pewne ograniczenia towarzyszące potencjalnemu stosowaniu takich źródeł. Mało optymistyczne wnioski wyciągnięte zostały również z wcześniejszych analiz numerycznych laserów z kropkami kwantowymi



In(Ga)As [21, 22]. Tu problemem okazała się zbyt mała wartość otrzymywanego wzmocnienia optycznego. W celu jego zwiększenia konieczne było stosowanie warstw o dużej powierzchniowej gęstości kropek kwantowych, które dodatkowo musiały cechować się wysoką jednorodnością. Takie połączenie jeszcze kilka lat temu, choć było osiągalne technologicznie, to stanowiło spore wyzwanie dla placówek zajmujących się wytwarzaniem wspomnianych laserów. Obecna sytuacja wygląda jednak dużo lepiej na skutek rozwoju technologii. Możliwe jest na przykład umieszczanie w rezonatorze nawet kilkunastu warstw kropek kwantowych podzielonych na kilka grup. Wyraźny postęp w wytwarzaniu struktur laserowych można zaobserwować również w przypadku hodowanych na InP laserów typu VCSEL ze studniami kwantowymi wykonanymi z AlGaInAs. Rozwiązania konstrukcyjne sprzed kilku lat wyraźnie różnią się od tych proponowanych współcześnie. Przykładem jest tu zastąpienie stosowania osobnych podłoży do hodowania rezonatora oraz obu zwierciadeł monolitycznym wzrostem całej struktury. Rozwiązanie to jest dużo tańsze, co w przypadku komercjalizacji przyrządu stanowi istotną zaletę. Inne struktury hodowane na InP, które umożliwiają emisję promieniowania o długości fali z zakresu podczerwieni to lasery typu VCSEL ze studniami kwantowymi i barierami wykonanymi z InGaAsP oraz stosunkowo niedawno (2009 rok) zaprezentowane lasery typu VCSEL z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

Mimo ogromnego postępu w wytwarzaniu laserów typu VCSEL przeznaczonych do systemów telekomunikacyjnych drugiej generacji, jaki dokonał się w ciągu kilku ostatnich lat, nie udało się zlikwidować wszystkich czynników uniemożliwiających zdobycie przez te przyrządy znacznej części rynku komercyjnego. Wprowadzenie na rynek laserów spełniających wysokie oczekiwania konsumentów wciąż wymaga intensywnych badań, zarówno laboratoryjnych, jak i teoretycznych. Te ostatnie można przeprowadzić w oparciu o kompleksowe modele laserów półprzewodnikowych stanowiące zaawansowane narzędzia badawcze do analizy zachowania modelowanych przyrządów w pełnej złożoności wzajemnie powiązanych ze sobą zjawisk fizycznych zachodzących podczas ich pracy. Takie podejście umożliwia na przykład zbadanie wpływu modyfikacji konstrukcji struktury laserowej na charakterystyki eksploatacyjne przyrządu, a co za tym idzie — ich optymalizację pod kątem wybranego zastosowania. Warto dodać, że korzystanie z symulacji komputerowej nie tylko nie wymaga przeznaczania na tę działalność tak znacznych sum pieniędzy, jak w przypadku badań technologiczno-eksperymentalnych, ale dość często prowadzi do co najmniej równie wartościowych wyników.

## Rozdział 2

### Cele pracy

We wstępie pracy przedstawiono korzyści wynikające ze stosowania laserów półprzewodnikowych emitujących promieniowanie o długości fali równej  $1.3\ \mu\text{m}$  w systemach światłowodowej telekomunikacji optycznej. Jak się okazuje, poza systemami telekomunikacyjnymi, przyrządy te znajdują szereg innych zastosowań, między innymi w spektroskopii, metrologii, czujnikach, zegarach atomowych i technice kosmicznej [23]. Mnogość aplikacji i różnorodność warunków pracy sprawiają, że istnieje bardzo duże zapotrzebowanie na lasery półprzewodnikowe oferujące możliwie jak najlepsze charakterystyki i gwarantujące jednocześnie długi okres ich niezawodnego działania. Stąd wynika główny cel niniejszej pracy, którym jest zbadanie fizycznych właściwości wybranych laserów typu VCSEL oraz optymalizacja ich struktur pod kątem otrzymania wymaganych charakterystyk eksploatacyjnych. Szczególnie pożądanym rezultatem jest tu otrzymanie pracy z falą ciągłą na modzie podstawowym  $\text{LP}_{01}$  w szerokim zakresie zmian temperatury ich obszarów czynnych, wywołanych np. zmianami temperatury otoczenia, w której ma pracować dany przyrząd. Wnikliwa analiza oraz krytyczne przyjrzenie się różnym rozwiązaniom konstrukcyjno-materiałowym pozwoli wysnuć wnioski na temat wad i zalet potencjalnych kandydatów na emitery promieniowania w systemach telekomunikacyjnych II generacji. W niniejszej pracy do analizy, z przyczyn przedstawionych we wstępie pracy, zostały wybrane następujące lasery:

- fosforkowy laser o strukturze typu *etched well* z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP (symulacja tego przyrządu, potwierdzająca znany od dłuższego czasu fakt, że praca z falą ciągłą w temperaturze pokojowej jest sporym wyzwaniem dla lasera, w którym zarówno studnie kwantowe jak i bariery wykonane są z InGaAsP, stanowi dobry punkt wyjścia do dalszej analizy obejmującej wymienione niżej lasery),
- wyposażony w złącze tunelowe laser z fosforkowym rezonatorem zawierającym studnie kwantowe InAsP/InGaAsP oraz arsenkowe (osobno hodowane) dolne zwierciadło,

- wytwarzany w jednym procesie technologicznym fosforkowy laser ze złączem tunelowym i obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs,
- bazujący na technologii arsenkowej laser z wieloma warstwami kropek kwantowych In(Ga)As rozdzielonych barierami z GaAs.

Postawione będą realizowane przy wykorzystaniu programu komputerowego dokonującego symulacji całego szeregu zjawisk fizycznych mających miejsce podczas pracy lasera półprzewodnikowego. Należy się spodziewać, że ten samouzdogniony model zjawisk: termicznych, elektrycznych, wzmocnieniowych oraz optycznych pozwoli uzyskać wyniki, na podstawie których będzie można wysunąć wnioski o modelowanych laserach typu VCSEL. Z uwagi na to, że nawet najlepszy program modelujący działanie wybranego przyrządu (w tym przypadku lasera półprzewodnikowego) staje się bezużyteczny bez podania niezbędnych parametrów materiałowych, duży nacisk położony zostanie na wyszukanie w dostępnej literaturze właściwych wartości tych parametrów. Przy ich doborze zwracana będzie uwaga na datę publikacji artykułu oraz ustosunkowanie się autorów do wcześniej publikowanych wyników. W sytuacji, gdy będzie zachodzić potrzeba samodzielnego oszacowania danego parametru (np. wtedy, gdy dane w literaturze są podane dla związków o nieco odmiennym składzie od poszukiwanego) wybór wartości stosowanej w symulacji komputerowej zostanie dokładnie uzasadniony.

Początek pracy stanowi *Wstęp*, który ma za zadanie wprowadzić czytelnika w jej tematykę oraz wykazać zasadność postawionych celów opisanych w niniejszym rozdziale (*Cele pracy*). Kolejny rozdział to *Lasery półprzewodnikowe*. Tu zaprezentowano historię i budowę laserów oraz zawarto informacje o przyrządach półprzewodnikowych emitujących promieniowanie z zakresu podczerwieni dostosowanych do współpracy ze światłowodami. W rozdziale tym dokonano również opisu konstrukcji tych przyrządów oraz wymieniono ich właściwości. W rozdziale czwartym (*Modelowanie zjawisk fizycznych w laserach półprzewodnikowych*) szczegółowo opisano całkowicie samouzdogniony model termiczno-elektryczno-optyczno-wzmocnieniowy, zaimplementowany w stosowanym programie do analizy numerycznej pracy lasera. Rozdział ten zakończono przedstawieniem ogólnego algorytmu obrazującego złożoność rozważanych zagadnień. Kolejny rozdział (*Parametry materiałowe*) to szczegółowy opis danych materiałowych stosowanych w obliczeniach zawierający parametry pochodzące z dostępnej literatury oraz zależności opracowane przez autorów na podstawie dostępnych danych. Następne trzy rozdziały, *Fosforkowe lasery typu VCSEL z obszarami czynnymi ... InGaAsP i InAsP*, *Fosforkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym ... AlGaInAs* oraz *Arsenkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym ... In(Ga)As*, zawierają zestawienia stosowanych parametrów materiałowych, wyniki symulacji zjawisk fizycznych przeprowadzonych dla wybranych, a następnie modyfikowanych, struktur laserowych oraz

sformułowane, w oparciu o te wyniki, wnioski. Zamknięcie pracy stanowi *Podsumowanie*, gdzie znajduje się dyskusja otrzymanych wyników. Na końcu zamieszczona została *Bibliografia*.



## Rozdział 3

# Lasery półprzewodnikowe

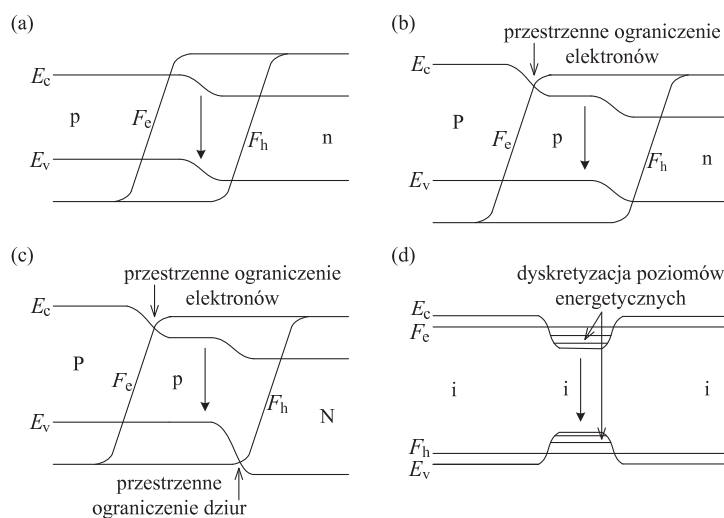
W niniejszym rozdziale znajdują się informacje o półprzewodnikowych laserach złączowych. Przedstawione zostały: ich historia, budowa, podstawy działania, a w przypadku laserów typu VCSEL także podstawowe konstrukcje. Duża ilość miejsca, które poświęcone zostało opisowi tych przyrządów wynika z faktu, że są one idealnymi kandydatami na emitery promieniowania w światłowodowych systemach telekomunikacji optycznej, której obecny stan oraz perspektywy jego rozwoju przedstawione zostały w ostatnim podrozdziale.

### 3.1 Historia laserów półprzewodnikowych

Idea budowy lasera półprzewodnikowego została wysunięta przez Nikolaya G. Basova oraz Ali Javana w 1961 roku. Basov stwierdził, że istnieje możliwość, aby w półprzewodnikach, w wyniku rekombinacji nośników wstrzykniętych do złącza p-n, dochodziło do wymuszonej emisji promieniowania [24]. Samo zjawisko emisji wymuszonej było już znane od 1917 roku, kiedy to Albert Einstein, analizując prawa promieniowania świetlnego, w drodze teoretycznych rozważań, stwierdził, że możliwe jest pobudzenie atomów do emisji światła [25]. Istnienie emisji wymuszonej i ujemnej absorpcji zostało potwierdzone w roku 1928 przez Rudolfa W. Ladenburga [26], a możliwość zastosowania ich do wzmacniania promieniowania o małej długości fali przewidział Valentin A. Fabrikant w roku 1939 [27]. Osiem lat później Willis E. Lamb oraz Robert C. Retherford podczas słynnych eksperymentów z wodorem, przeglądając jego widmo, doszukali się efektów zajścia emisji wymuszonej. W tym samym roku wykorzystali oni to zjawisko do wzmocnienia promieniowania emitowanego przez cząsteczki wodoru w celu dokonania dokładniejszego pomiaru charakterystycznych przejść w nich zachodzących [28]. Trzy lata później Alfred Kastler zaproponował metodę pompowania optycznego, jako metodę zmiany względnego obsadzenia zeemanowskich i nadsubtelnych poziomów podstawowych stanów atomowych [29]. Na eksperymentalne potwierdzenie tej metody trzeba było czekać

dwa lata. Dokonali tego Jean Brossel, Alfred Kastler i Jacques Winter [30]. Przełomową datą był 16 maja 1960 roku, gdy Theodore H. Maiman z Hughes Research Laboratories skonstruował pierwszy laser [31]. Był to laser rubinowy (akcja laserowa zachodziła w jonach chromu krystalicznego rubinu), a emitowane przez niego światło o barwie czerwonej miało długość fali równą 694 nm.

Zaledwie dwa lata później w kilku znanych laboratoriach badawczych skonstruowano pierwsze struktury ze złączem p-n wykazujące akcję laserową (długość fali emitowanego promieniowania wynosiła 850 nm) [32–36]. Były to tzw. struktury homołączkowe (rysunek 3.1a), gdyż powstały na skutek połączenia warstw



**Rysunek 3.1:** Schematy struktur pasmowych: (a) homołączke, (b) monoheterozłączke, (c) biheterozłączke, (d) studnia kwantowa.  $E_c$  — krawędź pasma przewodnictwa,  $E_v$  — krawędź pasma walencyjnego,  $F_e$  — quasi-poziom Fermiego dla elektronów,  $F_h$  — quasi-poziom Fermiego dla dziur, P oraz p — obszary z przewagą domieszki akceptorowych odpowiednio o szerszej i węższej przerwie energetycznej, N oraz n — analogiczne obszary z przewagą domieszki donorowych, i — obszary niedomieszkowane.

wytworzonych z tego samego materiału (w przypadku pierwszych laserów półprzewodnikowych był to arsenek galu), ale o przeciwnym typie przewodnictwa — w jednej z warstw przeważały domieszki donorowe, w drugiej akceptorowe. Z powodu swojej budowy lasery te charakteryzowały się wysoką gęstością prądu progowego ( $10^5$  A/cm<sup>2</sup> dla temperatury pokojowej [37]). Pracowały one jedynie w trybie impulsowym i wyłącznie w temperaturze ciekłego azotu.

W 1962 roku Zhores Ivanovich Alferov wraz z niewielką grupą współpracowników rozpoczęli badania nad złączami złożonymi z dwóch różnych materiałów (schemat takiego monoheterozłącza przedstawiony został na rysunku 3.1b), a także heterostrukturami składającymi się z wielu takich złącz [38, 39]. Pięć lat później zespół ten uzyskał rezultat, który stanowił punkt wyjścia do ich przyszłego sukcesu w tej dziedzinie. Potrafili oni wytworzyć heterozłącze o bardzo wysokiej, jak na ówczesne warunki, jakości wynikającej ze śladowej ilości defektów w materiale półprzewodnikowym. Ten rezultat wraz z dalszym rozwojem technologii oraz badaniami fizycznych własności heterozłącz utworowały drogę do przełomowego osiągnięcia jakim był pierwszy laser półprzewodnikowy oferujący pracę z falą ciągłą w temperaturze pokojowej. Zbudowali go, niezależnie od siebie, Z.I. Alferov (Ioffe Physical-Technical Institute) [40] oraz Morton Panish i Izuo Hayashi (Bell Telephone Laboratories) [41]. Miało to miejsce w 1970 roku, zaledwie rok po tym jak dwóm zespołom (na czele pierwszego z nich stali I. Hayashi i M. Panish, a drugiego Herbert Nelson i Henry Kressel) udało się skonstruować pierwsze impulsowe lasery monoheterozłączowe działające w temperaturze pokojowej [42, 43]. Do produkcji tych laserów wykorzystano  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , z uwagi na zbliżone wartości stałych sieciowych GaAs i AlAs (w przypadku np.  $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$  różnica między stałymi sieciowymi GaAs oraz GaP jest około 26 razy większa). W strukturze wyhodowanej na podłożu z GaAs lub InP (najczęściej stosowane w tym celu materiały półprzewodnikowe [44]), w której pozostałe obszary są do niego dopasowane sieciowo, naprężenia nie odgrywają dużej roli. Z drugiej strony, duża różnica między stałymi sieciowymi stykających się materiałów skutkuje sporymi naprężeniami. W większości przypadków efekt ten jest niepożądany, gdyż prowadzi do powstawania defektów sieci krystalicznej. Ich obecność znacząco pogarsza charakterystyki przyrządu, czego przykładem jest m.in. jeden z pierwszych laserów homozłączowych oparty na materiale GaAsP, który działał jedynie w temperaturze ciekłego azotu [45]. Zdarzają się jednak i takie sytuacje, kiedy naprężenia są celowo wprowadzane do struktury. Jeden z takich przypadków ma miejsce podczas wytwarzania obszaru czynnego bazującego na kropkach kwantowych. W tych niewielkich (ich wymiary wynoszą od kilku do kilkudziesięciu nanometrów) obszarach ruch nośników jest ograniczony w każdym kierunku. Jednym ze sposobów umożliwiających wytworzenie takich struktur jest naniesienie cienkiej warstwy InAs na powierzchnię warstwy wykonanej z GaAs. Jeżeli grubość pierwszej z nich będzie odpowiednio duża, nastąpi relaksacja napięcia spowodowanego różnicą stałych sieciowych i na granicy faz półprzewodników powstanie spora ilość kropek kwantowych. Celowy zabieg wprowadzania naprężeń ma także miejsce w obszarze czynnym składającym się ze studni kwantowych [46–48]. Prowadzi on nie tylko do zmiany wzajemnego położenia pasm związanych z ciężkimi i lekkimi dziurami, ale ma również wpływ na wartość przerwy energetycznej. Z uwagi na to, że parametry te



mają znaczący wpływ na spektrum wzmocnienia optycznego, dobierając odpowiednie naprężenie można otrzymać promieniowanie o pożądanej długości fali (z zakresu wyznaczonego przez stosowane materiały).

Stałe sieciowe wyżej wymienionych materiałów podwójnych dla 300 K zebrane zostały w tabeli 3.1. Stałe sieciowe  $a_{lc}$  dla materiałów potrójnych można otrzymać

**Tablica 3.1:** Przykładowe wartości stałych sieciowych GaAs, AlAs, InAs oraz GaP dla temperatury 300 K [49].

materiał	stała sieciowa [ $\text{\AA}$ ]
GaAs	5.65325
AlAs	5.6611
InAs	6.0583
GaP	5.4505

w wyniku liniowej interpolacji wartości dla materiałów podwójnych:

$$a_{lc, A_x B_{1-x} C} = x a_{lc, AC} + (1 - x) a_{lc, BC} \quad (3.1)$$

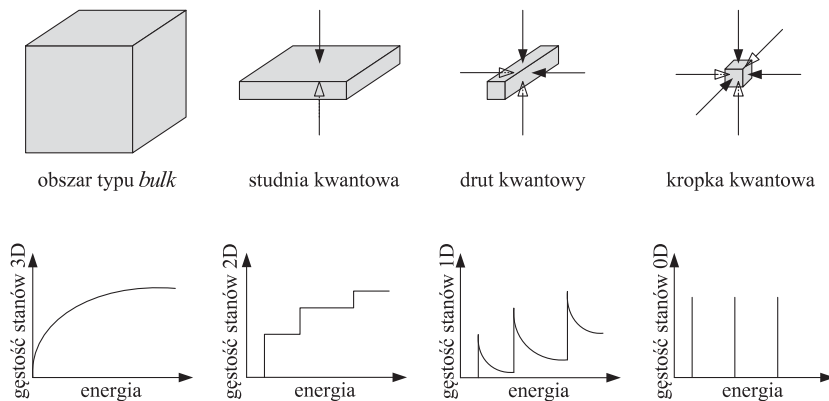
$$a_{lc, AB_x C_{1-x}} = x a_{lc, AB} + (1 - x) a_{lc, AC} \quad (3.2)$$

Zastosowanie struktury składającej się z materiałów o różnych przerwach energetycznych sprawiło, że gęstość prądu progowego spadła do wartości  $10^3 \text{ A/cm}^2$ . Co najmniej dziesięciokrotne zmniejszenie gęstości prądu progowego umożliwiło pracę z falą ciągłą w temperaturze pokojowej. Do kolejnego poprawienia parametrów lasera półprzewodnikowego doszło na skutek wprowadzenia struktury biheterozłączonej (rysunek 3.1c) [50]. Struktura taka składa się z trzech warstw materiałów tworzących dwa monoheterozłącza. Doskonalenie wytwarzania struktury biheterozłączonej doprowadziło do obniżenia gęstości prądu progowego do wartości  $10^2 \text{ A/cm}^2$ . Zwężanie środkowego obszaru biheterozłącza skutkowało dalszym zmniejszaniem tej wielkości. Przy bardzo małej grubości tego obszaru pojawia się kwantowy efekt rozmiarowy w postaci skwantowania dozwolonych stanów energetycznych (rysunek 3.1d). Obszar, w którym ruch nośników jest ograniczony w jednym kierunku nazywany jest studnią kwantową. W 1975 roku J.P. van der Ziel jako pierwszy zaprezentował laser, w którym występowała studnia kwantowa [51]. Laser ten miał jednak gorsze parametry pracy niż przeciętne lasery biheterozłączowe. Trzy lata później R. Dupuis i P. Dapkus we współpracy z N. Holonyakiem wytworzyli laser ze studnią kwantową, którego wyniki były porównywalne z laserami biheterozłączowymi [52]. To właśnie w tej pracy po raz pierwszy użyty został zwrot „studnia kwantowa”. Laser, w którym obecność studni kwantowej wyraźnie wpływa na osiągnięte parametry pracy, zaprezentował dużo później W.T. Tsang z Bell Telephone Laboratories (Bell Labs) [53]. W 1982 roku Y. Arakawa i H. Sakaki przedstawili pomysł wytworzenia lasera półprzewodnikowego, w którym ruch nośników byłby ograniczony we wszystkich

trzech kierunkach [54]. Przewidywali oni m.in. znaczną redukcję wpływu temperatury na prąd progowy, a co za tym idzie — zmniejszenie gęstości prądu progowego, zwiększenie wzmocnienia różniczkowego oraz spowodowanie braku migotania lasera. Teoretyczna dyskusja na ten temat zamieszczona została m.in. w pracy [55].

Inne możliwe do wytworzenia struktury niskowymiarowe to tzw. druty kwantowe (QWR — ang. *Quantum Wire*) oraz kreski kwantowe (QDH — ang. *Quantum Dash*). Pierwszy laser bazujący na drutach kwantowych zbudowany został w 1989 roku przez zespół na czele którego stał Eli Kapon [56]. Od tego czasu z drutami kwantowymi wiązano duże nadzieje, lecz struktury te nie znalazły dotąd zastosowania w skali porównywalnej z tą odnotowaną dla studni kwantowych. Sytuacja może się jednak nieco zmienić, gdyż ostatnio obserwuje się wzrost zainteresowania laserami złączowymi posiadającymi druty kwantowe. Wiąże się to z możliwością zbudowania przyrządów o specjalnych właściwościach [57–60]. Podobnie jak w drutach kwantowych, tak i w kreskach kwantowych ruch nośników ograniczony jest do jednego kierunku, przy czym podłużny wymiar tych ostatnich jest z reguły zaledwie od 6 do 20 razy większy od rozmiarów poprzecznych [61]. Pierwszy laser z kreskami kwantowymi zaprezentowany został w 2001 roku [62]. Od tego czasu technologia wytwarzania tych przyrządów wyraźnie się rozwinęła, w czym duży udział ma spora liczba potencjalnych zastosowań (optoelektronika, kryptografia kwantowa, obliczenia z użyciem kwantowego optycznego układu scalonego) i związane z nimi duże zainteresowanie [63].

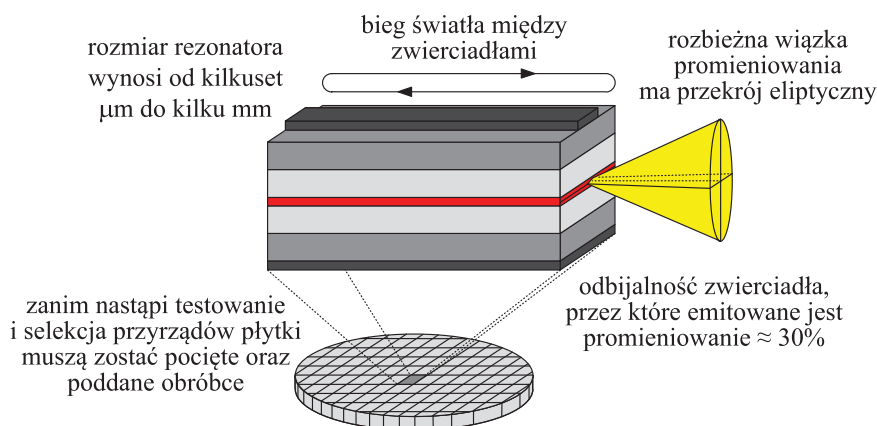
Struktury niskowymiarowe (a także obszar typu *bulk*) opisane w tym podrozdziale porównane zostały na rysunku 3.2.



**Rysunek 3.2:** Porównanie struktur niskowymiarowych ze strukturą typu *bulk*. Strzałki w górnej części rysunku pokazują kierunek, w którym ograniczony jest ruch nośników.

### 3.2 Lasery o krawędziowej i powierzchniowej emisji promieniowania

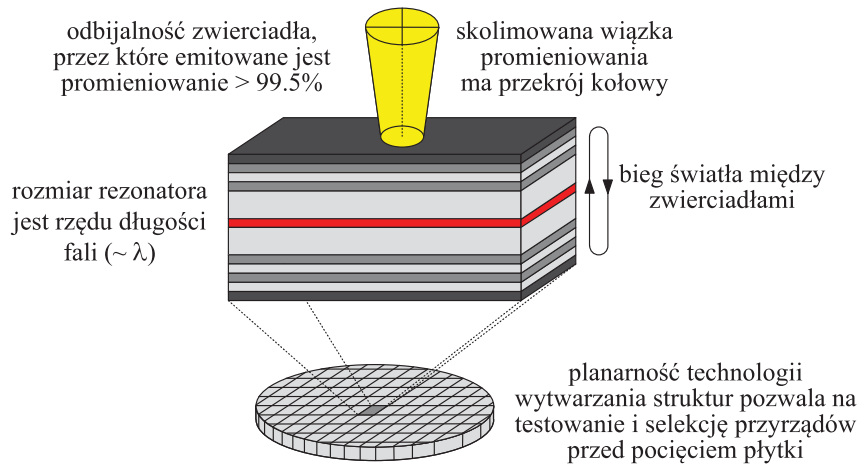
Pierwszymi laserami półprzewodnikowymi były lasery o krawędziowej emisji promieniowania, czyli tzw. lasery krawędziowe. W laserach tych promieniowanie rozchodzi się wzdłuż obszaru czynnego (tam jest ono wzmacniane), a następnie dochodzi do jego emisji z krawędzi struktury (rysunek 3.3). Dyfrakcja, która ma wtedy miejsce,



**Rysunek 3.3:** Schemat lasera o emisji krawędziowej.

powoduje, że uzyskana wiązka cechuje się dużą rozbieżnością. Stanowi to poważną wadę m.in. w przypadku sprzęgania takiego lasera ze światłowodem, gdyż trzeba stosować układy korygujące kształt wiązki, a to z kolei zwiększa koszt całej konstrukcji. Mimo tej wady lasery krawędziowe znalazły szereg zastosowań. Przyrządy te są bowiem proste do wytworzenia, a koszt ich produkcji jest stosunkowo niski.

Rozbieżność wiązki została poważnie ograniczona w laserach o powierzchniowej emisji promieniowania (tzw. laserach powierzchniowych). Najbardziej znanym laserem tego typu jest laser z pionową wnęką rezonansową, którego schemat został ukazany na rysunku 3.4. Pierwszy taki przyrząd został zbudowany w 1979 roku [64]. W laserach powierzchniowych, w przeciwieństwie do laserów o emisji krawędziowej, promieniowanie rozchodzi się w kierunku prostopadłym do powierzchni obszaru czynnego. Oznacza to, że wzmocnienie następuje na bardzo krótkim odcinku. Niesie to za sobą konieczność stosowania obszarów czynnych o wysokim wzmocnieniu materiałowym oraz zwierciadeł o wysokim współczynniku odbicia.



**Rysunek 3.4:** Schemat lasera o emisji planarnej z pionowym rezonatorem.

### 3.3 Podstawy działania laserów typu VCSEL

W laserach o powierzchniowej emisji promieniowania rozchodzi się ono prostopadle do obszaru czynnego (rysunek 3.4), co skutkuje jego wzmacnianiem jedynie w niewielkim fragmencie rezonatora. Taka sytuacja oznacza, że zanim promieniowanie opuści laser w postaci użytecznej wiązki, musi ono przez ten obszar przejść wielokrotnie. Aby to było możliwe, współczynniki odbicia zwierciadeł umieszczonych po obu stronach rezonatora muszą być bardzo duże (ich iloczyn powinien być bliski jedności). Tak wysoka odbijalność zwierciadeł w przypadku laserów typu VCSEL jest możliwa jedynie dzięki zastosowaniu zwierciadeł braggowskich. Każde z takich zwierciadeł składa się kilkudziesięciu par warstw różniących się wartością współczynnika załamania światła. Istotne jest, by grubość optyczna każdej z warstw była jak najbliższa (ograniczenie wynika z istnienia monowarstwy danego materiału) ćwiercy długości fali rozchodzącego się promieniowania, a więc żeby był spełniony warunek:

$$d_{\text{opt}} = d_{\text{geom}} n_{\text{R}} = \frac{1}{4} \lambda, \quad (3.3)$$

gdzie:  $d_{\text{opt}}$  — grubość optyczna,  $d_{\text{geom}}$  — długość geometryczna (rzeczywista),  $n_{\text{R}}$  — fazowy współczynnik załamania światła,  $\lambda$  — długość fali w próżni.

Materiały składające się na zwierciadła braggowskie powinny charakteryzować się:

- dużym kontrastem współczynnika załamania światła,
- dużą przewodnością cieplną,
- małą rezystywnością elektryczną,

- bardzo małą absorpcją promieniowania przez nie przechodzącego (powinny być przezroczyste dla rozchodzącego się promieniowania).

Zwierciadła braggowskie mogą być utworzone zarówno z materiałów półprzewodnikowych, jak i z warstw dielektrycznych (w niektórych konstrukcjach). Odpowiedni dobór tych drugich zapewnia bardzo duży kontrast między współczynnikami załamania, nieosiągalny dla zwierciadeł składających się z materiałów półprzewodnikowych (tabela 3.2). Możliwe jest wówczas otrzymanie wysokiego współczynnika odbicia przy

**Tablica 3.2:** Parametry materiałów wykorzystywanych standardowo do budowy zwierciadeł w laserach typu VCSEL emitujących promieniowanie w zakresie drugiego okna optycznego ( $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ ) dla temperatury  $T = 300 \text{ K}$ :  $k$  — przewodność cieplna,  $n_{\text{R}}$  — współczynnik załamania,  $\Delta n_{\text{R}}$  — różnica pomiędzy współczynnikami załamania. Wzory umożliwiające obliczenie podanych wartości znajdują się w rozdziale 5.

skład materiałowy zwierciadła	$k$ [W/(m·K)]	$n_{\text{R}}$	$\Delta n_{\text{R}}$
$\text{In}_{0.75}\text{Ga}_{0.25}\text{As}_{0.55}\text{P}_{0.45}/\text{InP}$	5.0/68.0	3.46/3.20	0.26
$\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{InP}$	4.1/68.0	3.51/3.20	0.31
$\text{GaAs}/\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$	44.1/25.5	3.41/2.95	0.46
$\text{GaAs}/\text{AlAs}$	44.1/90.9	3.41/2.91	0.50
$\text{TiO}_2/\text{SiO}_2$	8.4/1.4	2.48/1.45	1.03
$\alpha\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$	1.0/2.5	3.81/1.75	2.06
$\alpha\text{-Si}/\text{SiO}_2$	1.0/1.4	3.81/1.45	2.36

wykorzystaniu małej liczby par warstw składających się na zwierciadło. Zależność pomiędzy współczynnikiem odbicia zwierciadła a liczbą par warstw go tworzących oraz wartościami współczynników załamania materiałów, z których się składa ma postać [65]:

$$R = \left( \frac{1 - \frac{n_{\text{R},\text{in}}}{n_{\text{R},\text{out}}} \left( \frac{n_{\text{R},\text{low}}}{n_{\text{R},\text{high}}} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_{\text{R},\text{in}}}{n_{\text{R},\text{out}}} \left( \frac{n_{\text{R},\text{low}}}{n_{\text{R},\text{high}}} \right)^{2m}} \right)^2, \quad (3.4)$$

gdzie:  $R$  — współczynnik odbicia zwierciadła,  $n_{\text{R},\text{in}}$ ,  $n_{\text{R},\text{out}}$  — współczynniki załamania materiałów odpowiednio po wewnętrznej i zewnętrznej stronie zwierciadeł,  $n_{\text{R},\text{low}}$ ,  $n_{\text{R},\text{high}}$  — mniejsza i większa wartość współczynnika załamania w parze warstw zwierciadła,  $m$  — liczba par warstw w zwierciadle.

Mimo, że zwierciadła DBR można budować też, jak wspomniano wcześniej, z materiałów dielektrycznych to jednak ich stosowanie posiada kilka wad. Materiały te mają:

- małą przewodność cieplną,
- dużą rezystywność elektryczną,
- wysoki współczynnik absorpcji promieniowania.

Dodatkowo, zwierciadeł dielektrycznych nie można wytworzyć w tym samym procesie technologicznym, w którym powstaje struktura laserowa. Odrębny proces polegający na naniesieniu warstw dielektrycznych na strukturę półprzewodnikową znacząco zwiększa koszt produkcji lasera. Różnice w kosztach są na tyle duże, że w obecnie stosowanych konstrukcjach bardzo rzadko wykorzystuje się zwierciadła dielektryczne.

Jednym z najważniejszych zagadnień dotyczących zwierciadeł DBR stosowanych w laserach półprzewodnikowych typu VCSEL jest przepływ przez nie prądu uwarunkowany ich rezystywnością elektryczną. Na skutek tego, że odmienne materiały mają m.in. różne powinowactwa elektronowe oraz różne przerwy energetyczne, w miejscu ich styku zawsze występują nieciągłości pasm przewodnictwa i walencyjnego, tworząc bariery ograniczające ruch nośników prądu. Problem ten jest szczególnie istotny w zwierciadłach domieszkowanych akceptorami (a więc w zwierciadłach typu p), ponieważ duża masa efektywna dziur zmniejsza prawdopodobieństwo ich tunelowania. Rezystywność elektryczną takich warstw można zmniejszyć poprzez podniesienie koncentracji domieszek, ale to z kolei przyczynia się do wzrostu strat na skutek silniejszej absorpcji promieniowania. Problem ten można rozwiązać poprzez:

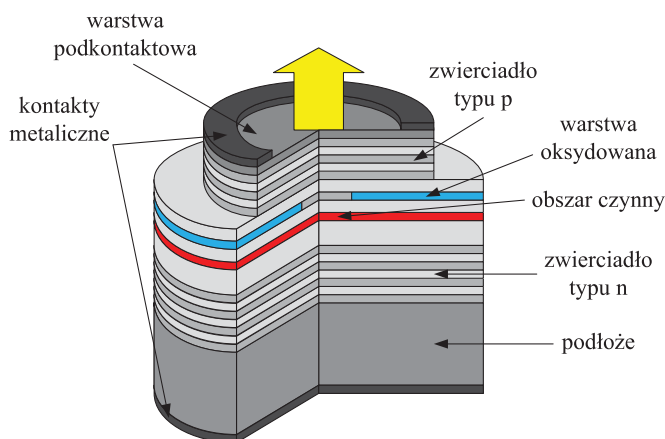
- wytwarzanie w obszarach przygranicznych supersieci o odpowiednio dobranym okresie oraz składzie poszczególnych warstw (prowadzi to do zniesienia stromości barier na skutek wzajemnego zbliżenia pasm przewodnictwa i walencyjnego [66]),
- wprowadzanie w obszarach przygranicznych odpowiedniego profilu domieszkowania,
- stosowanie domieszkowania typu *delta* (obszar o grubości rzędu pojedynczej warstwy molekularnej jest silnie domieszkowany, a uwolnione z domieszek nośniki pozostają w ich sąsiedztwie na skutek oddziaływania kulombowskiego).

Równie istotną kwestią, co zapewnienie efektywnego przepływu prądu, jest odprowadzanie ciepła z obszaru czynnego. Niezależnie od konstrukcji lasera wydzielane w nim ciepło zawsze odprowadzane jest poprzez dolne (lub górne) zwierciadło do *heat sinku*. A zatem, oprócz opisanych już cech, zwierciadła powinny dodatkowo charakteryzować się możliwie dużą wartością współczynnika przewodności cieplnej. Grubości warstw tworzących zwierciadła braggowskie są rzędu średniej drogi swobodnej nośników ciepła w materiałach je tworzących. Ma to miejsce szczególnie w laserach emitujących promieniowanie o długości fali z zakresu bliskiej podczerwieni (850 nm, 980 nm). Okazuje się, że w takim przypadku, na skutek rozpraszania fononów na powierzchniach granicznych, przewodność cieplna warstw znacznie maleje [67–72]. Z uwagi na to, że grubość warstw wchodzących w skład zwierciadeł braggowskich jest dla danej długości fali ściśle określona (wzór (3.3)) pozostaje jedynie możliwość takiego doboru warstw, by materiały je tworzące miały jak największą przewodność cieplną. Należy zatem dążyć do unikania materiałów półprzewodnikowych trzypięci- i czterosciankowych, dla których przewodności cieplne są o rząd mniejsze niż dla

materiałów powstałych z dwóch składników. Problem ten dotyczy szczególnie materiałów fosforkowych.

### 3.4 Podstawowe konstrukcje laserów o powierzchniowej emisji promieniowania z pionową wnęką rezonansową

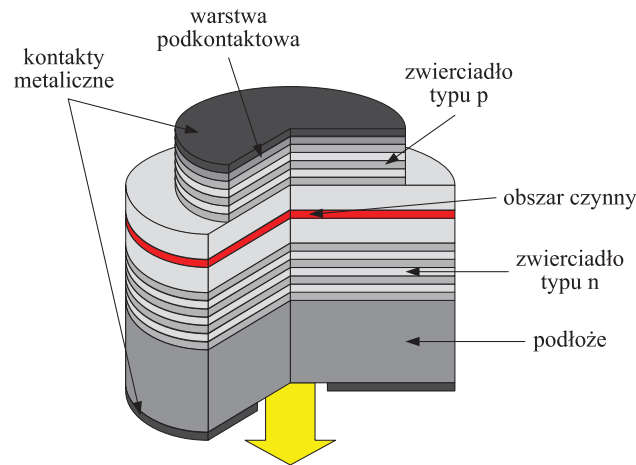
Najczęściej stosowaną konstrukcją laserów o powierzchniowej emisji promieniowania z pionową wnęką rezonansową jest struktura w formie masy. Istnieją dwie odmiany tej konstrukcji: *top-emitting* (rysunek 3.5) oraz *bottom-emitting* (rysunek 3.6).



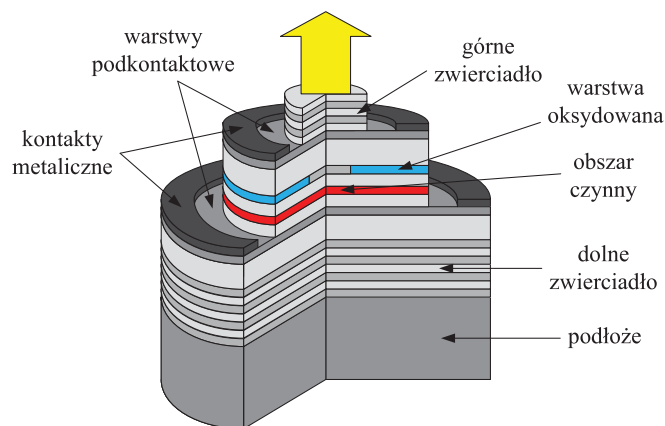
**Rysunek 3.5:** Laser typu *top-emitting* VCSEL o strukturze w formie masy.

Zasadnicza różnica między nimi polega na kierunku, w którym emitowane jest promieniowanie. W laserach typu *top-emitting* współczynnik odbicia górnego zwierciadła jest mniejszy od współczynnika dla zwierciadła dolnego, co skutkuje emisją promieniowania z wierzchniej strony górnego DBR. Warstwy półprzewodnikowe składające się na to zwierciadło są bardzo często warstwami typu p, a więc dominują w nich dziury, które w porównaniu do elektronów mają bardzo małą ruchliwość. Wymusza to potrzebę wprowadzania ograniczenia ścieżek prądowych w takich laserach.

W przeciwieństwie do laserów typu *top-emitting*, w laserach typu *bottom-emitting* promieniowanie opuszcza strukturę przez spodnią stronę podłoża. Takie rozwiązanie pozwala, w niektórych przypadkach, na otrzymanie niemal jednorodnego rozkładu nośników wstrzykiwanych do obszaru czynnego. Dość często jednak, potrzeba wprowadzenia modywej selekcji promieniowania niesie za sobą konieczność umieszczenia w takich konstrukcjach dodatkowego ograniczenia dla rozptyłu prądu.



**Rysunek 3.6:** Laser typu *bottom-emitting* VCSEL o strukturze w formie mesy.



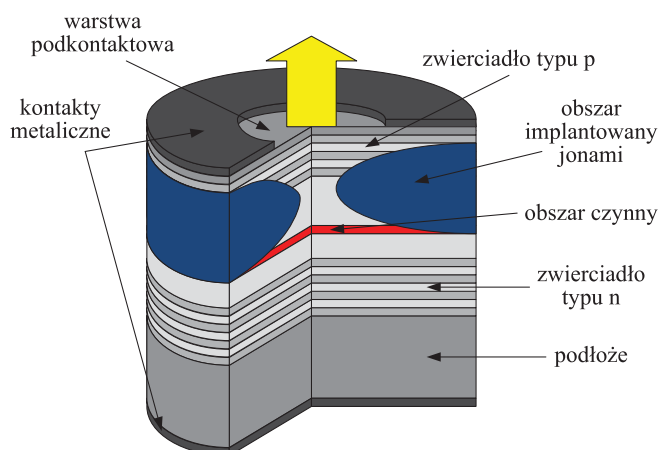
**Rysunek 3.7:** Laser VCSEL typu *double-intracavity contacted*.

Bardziej złożoną konstrukcją lasera typu VCSEL jest konstrukcja typu *double-intracavity contacted* (rysunek 3.7). W takich laserach dochodzi do wstrzykiwania nośników bezpośrednio do obszaru czynnego. W ten sposób ominięty zostaje problem niepotrzebnego spadku potencjału na zwierciadłach, co skutkuje małymi wartościami napięcia oraz prądu progowego. Dodatkowo, nie zachodzi już konieczność domieszkowania zwierciadeł, co w znaczący sposób redukuje absorpcję rozchodzącego się promieniowania. Boczne umiejscowienie metalicznych kontaktów wymusza wprowadzenie do struktury silnie domieszkowanych warstw podkontaktowych.



Mimo, iż ich grubość nie przekracza zazwyczaj 100 nm warto zadbać by zostały one umiejscowione w węzle fali stojącej wzbudzonej w rezonatorze (wpływ obecności tych warstw na absorpcję promieniowania jest wtedy znikomy). Stosowanie kontaktów pierścieniowych wymusza jednakże potrzebę wytwarzania warstw, które będą następnie poddane tzw. mokrej oksydacji. Zabieg ten w bardzo wydajny sposób zwiększa rezystywność elektryczną takiej warstwy, a ona sama staje się efektywnym ograniczeniem dla rozplywu prądu w rezonatorze. W wyniku oksydacji oprócz przewodności elektrycznej maleje również współczynnik załamania. Oksydowana warstwa, po umieszczeniu jej w strzałce fali stojącej, będzie zatem stanowiła ograniczenie optyczne dla generowanego modu promieniowania.

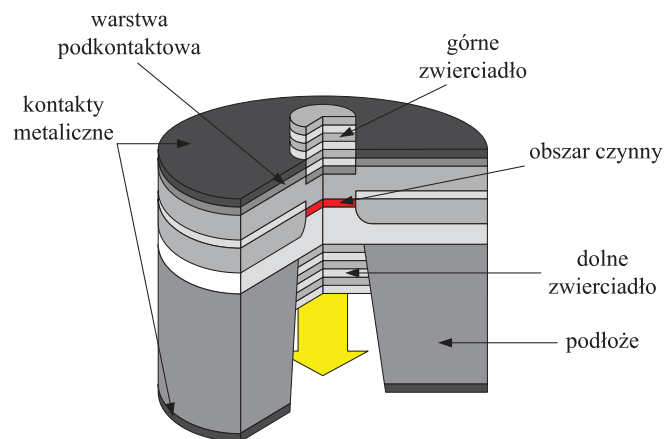
Alternatywną konstrukcją laserów typu VCSEL są lasery o powierzchniowej emisji promieniowania z obszarami implantowanymi protonami (PITSEL — ang. *Proton-Implanted Top Surface Emitting Laser*). W laserach typu PITSEL (rysunek 3.8) w wyniku bombardowania protonami dochodzi do degradacji struktury



**Rysunek 3.8:** Laser VCSEL typu PITSEL.

krystalicznej, a co za tym idzie — do znacznego zmniejszenia przewodności elektrycznej przy zachowaniu dobrej przewodności cieplnej. Taki sposób wprowadzania ograniczenia w rozplywie prądu sprawia, że lasery typu PITSEL wykazują dużo lepsze właściwości termiczne niż pozostałe struktury dotychczas wymienione.

Dokonując przeglądu podstawowych rozwiązań konstrukcyjnych stosowanych w laserach typu VCSEL, nie wypada pominąć struktur typu *etched-well* (rysunek 3.9). W laserach tych cylindryczny obszar podłoża jest wytrawiany, a w powstałym miejscu umieszczane jest dolne zwierciadło braggowskie. Zaletą takiej konstrukcji jest możliwość stosowania zwierciadeł wykonanych wyłącznie z materiałów



**Rysunek 3.9:** Laser VCSEL typu *etched-well*.

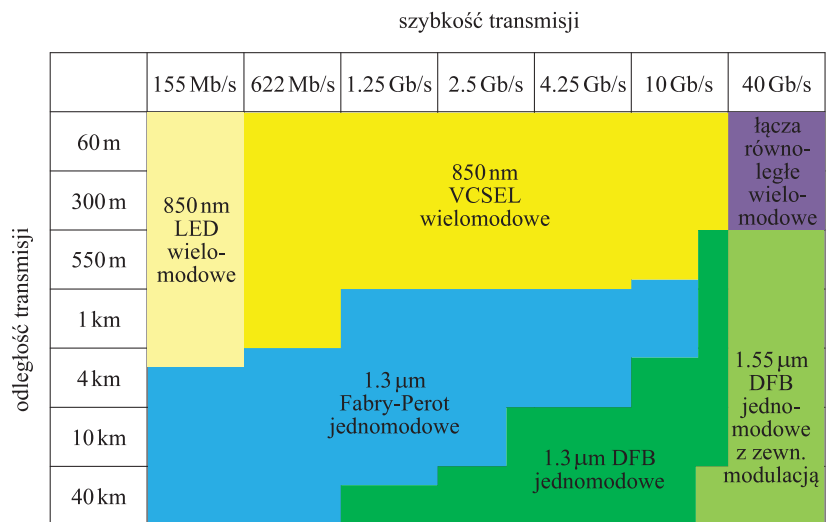
dielektrycznych. Należy jednak pamiętać, że przyrządy takie, oprócz słabych właściwości termicznych i mechanicznych, cechują się wysoce niejednorodnym rozkładem nośników wstrzykiwanych do obszaru czynnego. Między innymi te wady sprawiły, że lasery typu *etched-well* są obecnie mało popularne.

### 3.5 Zastosowania

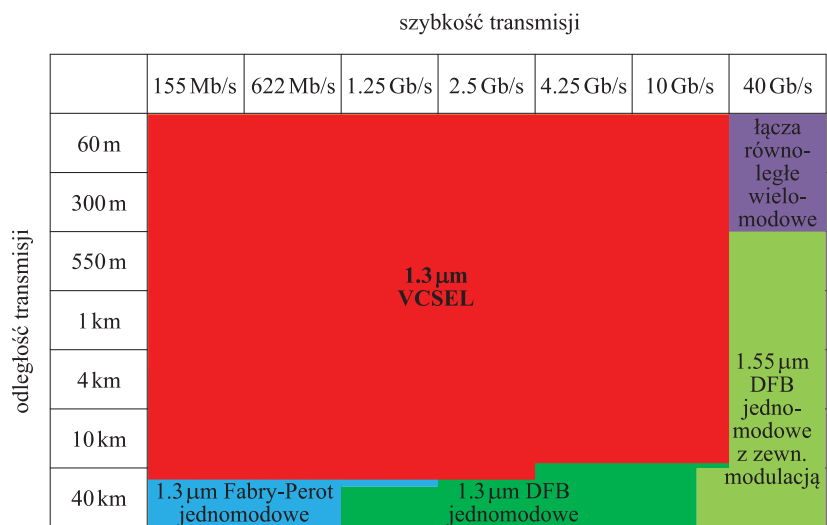
Obecnie lasery typu VCSEL komercyjnie dostępne na rynku oferują promieniowanie o następujących długościach fali: 665–670 nm, 763–780 nm, 850–852 nm, 947–948 nm i 980 nm [73]. Chronologicznie pierwszym z nich jest laser arsenkowy emitujący promieniowanie o długości fali 850 nm (pierwsze okno optyczne dla światłowodów wykonanych ze szkła kwarcowego), który trafił na rynek w 1996 roku [74]. Oprócz światłowodowej telekomunikacji optycznej lasery te znalazły zastosowanie m.in. jako emitery promieniowania w cyfrowych systemach monitoringowych, czujnikach (wilgoci, gazu), optycznych przełącznikach, zegarach GPS (ang. *Global Positioning System* — system nawigacji satelitarnej) i urządzeniach wskazujących (mysz komputerowa). Rok później dostępne stały się przyrządy arsenkowe umożliwiające wytworzenie promieniowania o długości fali 947–948 nm i 980 nm [75]. Pierwsze z nich zaczęto stosować przede wszystkim w spektroskopii absorpcyjnej oraz do pomiarów wilgotności powietrza. Drugie posłużyły do pomiarów interferometrycznych, a także jako emitery wiązki odniesienia wewnątrz spektrometrów. Ostatnie z wymienionych zastosowań było dotychczas zarezerwowane jedynie dla laserów helowo-neonowych. Obecnie ich udział we wspomnianym zastosowaniu systematycznie spada na rzecz

laserów typu VCSEL. Dzieje się to za sprawą następujących ich zalet: niski koszt, miniaturyzacja, długi oczekiwany czas bezawaryjnej pracy, niskie zużycie energii.

Z laserów typu VCSEL, na rynku telekomunikacyjnym obecne są zatem jedynie przyrządy emitujące promieniowanie o długości fali 850 nm. Zdominowały one ten rynek jeśli chodzi o sieci krótkiego zasięgu [74, 76–78], co przedstawione zostało na rysunku 3.10a. Przewiduje się, że dopiero wprowadzenie laserów typu VCSEL wytwarzających promieniowanie o większej długości fali doprowadziłoby do rewolucji rynku telekomunikacyjnego. Przypuszczenia te potwierdzone są przez współczesne analizy, w których mówi się, że w przeciągu kilku lat lasery typu VCSEL emitujące promieniowanie o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$  zajmą miejsce laserów o krawędziowej emisji promieniowania z rezonatorem Fabry’ego-Perota oraz laserów z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym w przypadku większości rodzajów sieci światłowodowych (rysunek 3.10b). Z tego powodu badania prowadzone przeze mnie w ramach niniejszej pracy ograniczają się do tej właśnie klasy laserów złączowych, dostosowanych do systemów telekomunikacyjnych tzw. II generacji.



(a)



(b)

**Rysunek 3.10:** (a) Stan obecny rynku telekomunikacyjnych laserów typu VCSEL [79–94] oraz (b) perspektywy jego rozwoju w najbliższych latach [95].



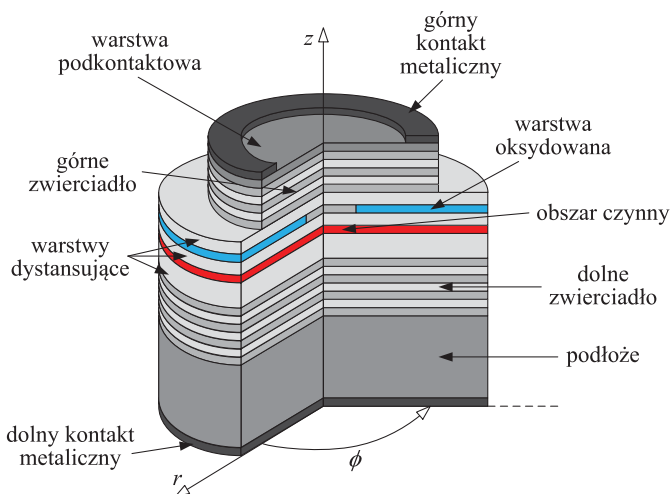
## Rozdział 4

# Modelowanie zjawisk fizycznych przebiegających w laserach półprzewodnikowych

Złożona struktura (kilkadziesiąt, a czasami nawet kilkaset, warstw utworzonych z różnych materiałów) półprzewodnikowych laserów typu VCSEL sprawia, że teoretyczna analiza ich działania jest zadaniem niezmiernie trudnym. Otrzymanie analitycznego rozwiązania jest wręcz niemożliwe, z uwagi na postać matematycznego zapisu rozmaitych zjawisk fizycznych zachodzących w tych przyrządach i potrzebę uwzględnienia szeregu oddziaływań między nimi. Pomocnym rozwiązaniem okazuje się symulacja komputerowa pozwalająca na analizę zachowań modelowanych przyrządów w pełnej złożoności wzajemnie powiązanych zjawisk fizycznych. Zaawansowane programy umożliwiające przeprowadzenie takich teoretycznych badań można stosować na przykład w celu lepszego poznania fizyki zjawisk decydujących o działaniu danej konstrukcji lasera, bądź do zbadania wpływu różnych modyfikacji konstrukcyjnych przyrządu na jego charakterystyki eksploatacyjne. Takie modele mogą być również z powodzeniem wykorzystane do znalezienia optymalnej struktury lasera dla danego jego zastosowania, jak i do zbadania wpływu wybranego parametru konstrukcyjnego lasera (np. rozmiar apertury, optyczna długość rezonatora) na jego właściwości. Ponadto, korzystanie z symulacji komputerowej jest znacznie tańsze niż badania technologiczno-eksperymentalne, a często prowadzi do co najmniej równie wartościowych wyników.

W rozdziale tym znajduje się omówienie zjawisk fizycznych przebiegających wewnątrz laserów typu VCSEL podczas ich pracy progowej oraz nadprogowej (zarówno jedno- jak i wielomodowej). Obliczenia składające się na symulację tych zjawisk

można, bez utraty ogólności, przeprowadzać w cylindrycznym układzie współrzędnych. Oś pionowa takiego układu pokrywa się wtedy z osią symetrii struktury, natomiast początek układu współrzędnych można umiejscowić w dowolnym punkcie tej osi. Wygodnym podejściem jest umieszczenie tego punktu w środku dolnej powierzchni zwierciadła braggowskiego sąsiadującego z materiałem o dużej przewodności termicznej, który pochłania ciepło wydzielane przez laser\*. Ukazane to zostało na rysunku 4.1, gdzie pokazane są również kierunek oraz oznaczenia osi współrzędnych.



Rysunek 4.1: Zastosowany w pracy cylindryczny układ współrzędnych.

## 4.1 Model progowy

Model progowy koncentruje się na tym, co dzieje się w przyrządzie w przypadku osiągnięcia przez niego progu akcji laserowej. Przedstawiony w niniejszym podrozdziale model sformułowany został dla stanu ustalonego, co oznacza, że wśród zmiennych nie występuje czas (wartości stosowanych wielkości nie ulegają zmianie w czasie).

### 4.1.1 Zjawiska elektryczne

Wykorzystany w pracy model, opisujący zjawiska elektryczne w laserze półprzewodnikowym typu VCSEL w stanie ustalonym, opiera się na rozwiązaniu równania

\*Z uwagi na to, że w języku polskim do nazywania takiego obszaru nie przyjęły się określenia takie jak „odprowadzacz ciepła” lub „pochłaniacz ciepła” w dalszej części pracy będę używał sformułowania *heat sink*.

Laplace'a dla wszystkich warstw przyrządu poza warstwą z obszarem czynnym:

$$\nabla \cdot [\sigma(r, z) \nabla(V(r, z))] = 0, \quad (4.1)$$

gdzie:  $\sigma$  — przewodność elektryczna,  $V$  — potencjał.

Przewodność elektryczna we wszystkich warstwach lasera z wyjątkiem warstwy z obszarem czynnym zależy od koncentracji i ruchliwości nośników, temperatury, a także od domieszkowania:

$$\sigma = en(T)\mu(n, T), \quad (4.2)$$

gdzie:  $n$  — koncentracja nośników,  $\mu$  — ruchliwość,  $T$  — temperatura.

W warstwie z obszarem czynnym dochodzi do rekombinacji i generacji nośników. Te dwa zjawiska sprawiają, że w obszarze tym prawa strona równania (4.1) jest niezerowa. W celu posłużenia się równaniem Laplace'a do opisu całej struktury, w stosowanym przeze mnie modelu warstwa z obszarem czynnym traktowana jest jako złącze p-n, dla którego przyjmuje się zastępczą przewodność elektryczną. Wyznaczana jest ona na podstawie równania diodowego i różniczkowego prawa Ohma. Zastępcza przewodność elektryczna warstwy z obszarem czynnym o grubości  $d_{AL}$  wyraża się równaniem:

$$\sigma(r) = \frac{\beta_{pn} j(r) d_{AL}}{\ln \left[ \frac{j(r)}{j_s} + 1 \right]}, \quad (4.3)$$

gdzie:  $\beta_{pn} = \frac{e}{n_{pn} k_B T}$ ,  $e$  — elementarny ładunek elektronu,  $n_{pn}$  — współczynnik kształtu charakterystyki złącza,  $k_B$  — stała Boltzmanna,  $j(r)$  — gęstość prądu w odległości  $r$  od osi symetrii lasera w kierunku prostopadłym do płaszczyzny obszaru czynnego,  $j_s$  — gęstość wstecznego prądu nasycenia.

Aby rozwiązać równanie Laplace'a niezbędne są jeszcze warunki brzegowe. Dla kontaktów typu p oraz n są one następujące:

$$V|_{p\text{-kontakt}} = U \quad (4.4)$$

$$V|_{n\text{-kontakt}} = 0 \quad (4.5)$$

gdzie:  $U$  — napięcie zasilające laser. Dodatkowo z założenia symetrii cylindrycznej:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (4.6)$$

W przypadku pozostałych krawędzi przyjęto:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{\text{kraw}} = 0 \quad (4.7)$$

Rozkład gęstości prądu w strukturze jest wyznaczany na podstawie różniczkowego prawa Ohma:

$$\mathbf{j} = -\sigma \nabla V, \quad (4.8)$$



gdzie:  $\mathbf{j}$  — gęstość prądu.

Konieczna jest również znajomość rozkładu koncentracji nośników wstrzykiwanych do obszaru czynnego. W celu jego wyznaczenia korzystam z równania dyfuzji:

$$D(T) \left( \frac{d^2 n(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn(r)}{dr} \right) - (A(T)n(r) + B(T)n^2(r) + C(T)n^3(r)) + \frac{j(r)}{ed_{AL}} = 0, \quad (4.9)$$

gdzie:  $D$  — współczynnik dyfuzji ambipolarnej,  $A$  — współczynnik rekombinacji monomolekularnej,  $B$  — współczynnik rekombinacji bimolekularnej,  $C$  — współczynnik rekombinacji Augera.

Podobnie jak w przypadku równania Laplace'a, także i w przypadku równania dyfuzji do jego rozwiązania potrzebne są warunki brzegowe. Dla osi symetrii zachodzi:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \quad (4.10)$$

a dla zewnętrznej krawędzi struktury:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{\text{kraw}} = 0 \quad (4.11)$$

Przedstawiony powyżej sposób opisu modelu elektrycznego umożliwia wyznaczenie rozkładu gęstości prądu w całej strukturze lasera i koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego lasera półprzewodnikowego typu VCSEL w zależności od temperatury dla progu akcji laserowej.

W przypadku pracy nadprogowej model ulega zmianie. Model nadprogowy został opisany w podrozdziale 4.2.

#### 4.1.2 Zjawiska termiczne

W celu wyznaczenia rozkładu temperatury w symulowanym laserze w stanie ustalonym rozwiązywane jest stacjonarne równanie przewodnictwa cieplnego Fouriera-Kirchhoffa:

$$\nabla \cdot [k(r, z) \nabla (T(r, z))] = -g(r, z), \quad (4.12)$$

gdzie:  $k$  — przewodność cieplna,  $T$  — temperatura,  $g$  — objętościowa gęstość mocy źródeł ciepła.

Model, którym posługuję się w mojej pracy, uwzględnia kilka źródeł ciepła. Jednym z najbardziej istotnych jest objętościowe ciepło Joule'a, które powstaje w wyniku przepływu prądu przez strukturę. W obliczeniach uwzględniane jest także barierowe ciepło Joule'a wydzielające się na skutek transportu ładunków poprzez bariery potencjału na kontaktach. Podstawowym źródłem ciepła jest jednak źródło związane z obszarem czynnym lasera. W modelu obowiązuje założenie, że w przypadku wystąpienia progu akcji laserowej całość promieniowania powstającego w rezonatorze

jest absorbowana w obszarze czynnym, gdzie dochodzi do jego zamiany na ciepło. Dodatkowo w obszarze tym mamy do czynienia z niepromienistą rekombinacją nośników.

Wyprodukowane lasery są z reguły przytwierdzone do materiału (najczęściej jest nim miedź, rzadziej diament) o bardzo dużej przewodności cieplnej i o wymiarach o kilka rzędów wielkości większych od całego lasera. Zabieg ten ma na celu efektywne odprowadzanie ciepła z lasera. Stąd bierze się nazwa dla takiego elementu — *heat sink*. Za temperaturę zewnętrzną powierzchni *heat sinku*  $T_{\text{HS,zewn}}$  można przyjąć temperaturę otoczenia (pierwszy warunek brzegowy) lub wyznaczyć ją z równania (4.13) (drugi warunek brzegowy):

$$\alpha_k (T_{\text{HS,zewn}} - T_{\text{amb}}) = k_{\text{amb}} \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (4.13)$$

gdzie:  $\alpha_k$  — współczynnik przekazywania ciepła między *heat sinkiem* a otoczeniem,  $T_{\text{amb}}$  — temperatura otoczenia,  $k_{\text{amb}}$  — przewodność cieplna otoczenia,  $\partial T/\partial n$  — zmiana temperatury w kierunku normalnym do powierzchni *heat sinku*.

Z uwagi na cylindryczną symetrię struktury:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (4.14)$$

Należy jeszcze określić warunki brzegowe dla temperatury na ściankach bocznych oraz górnej powierzchni lasera. Uwzględniając bardzo niewielką wymianę ciepła na skutek promieniowania cieplnego oraz naturalnej konwekcji, zakłada się, że występuje tam adiabatyczny warunek brzegowy:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{\text{pow. boczna}} = 0 \quad (4.15)$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{\text{pow. górna}} = 0 \quad (4.16)$$

Tak opisany model termiczny pozwala na znalezienie rozkładu temperatury w całej strukturze podczas pracy lasera z falą ciągłą. W przypadku pracy impulsowej przyjmuje się, że częstotliwość impulsów prądu została tak dobrana, że temperatura przyrządu jest praktycznie równa temperaturze otoczenia podczas całego czasu działania przyrządu.

### 4.1.3 Zjawisko wzmocnienia

Zjawisko wzmocnienia to warunek niezbędny do zaistnienia akcji laserowej. Wszelkie straty w ośrodku czynnym są kompensowane przez wzmocnienie materiałowe  $g$ , definiowane jako względny przyrost strumienia fotonów na jednostkowej długości warstwy czynnej:

$$g = \frac{1}{\sigma_{\text{ph}}} \frac{\partial \sigma_{\text{ph}}}{\partial z}, \quad (4.17)$$

gdzie:  $\sigma_{\text{ph}}$  — strumień określający ile fotonów przenika przez jednostkową powierzchnię w jednostce czasu.

Przy braku nośników prądu materiał obszaru czynnego jest silnie absorpcyjny dla promieniowania emitowanego przez laser. Wzrost koncentracji wstrzykiwanych nośników powoduje stopniowe obniżanie się współczynnika absorpcji promieniowania o długościach fali z pewnego przedziału, aż do osiągnięcia stanu przezroczystości. Dalszy wzrost koncentracji prowadzi do wystąpienia zjawiska ujemnej absorpcji, zwanej wzmocnieniem optycznym, dla promieniowania o energii  $\hbar\omega$  zawartej między szerokością przerwy energetycznej a rozseparowaniem quasi-poziomów Fermiego.

Dla studni kwantowych spektralne rozkłady wzmocnienia optycznego (*gain spectra*) wyznacza się najczęściej stosując Złotą Regułę Fermiego (ang. *Fermi's Golden Rule*) [96] w przybliżeniu parabolicznych pasm, która dla pojedynczej studni kwantowej prowadzi do następującej zależności [97, 98]:

$$g(\hbar\omega) = \sum_m \int_{-\infty}^{\infty} g_m(\epsilon) \Lambda(\hbar\omega - \epsilon) d\epsilon, \quad (4.18)$$

gdzie sumowanie odbywa się po wszystkich dostępnych parach stanów  $m$ , a całkowanie po całym zakresie energii  $\epsilon$  (wynika to z definicji splotu). Występujący w powyższym wzorze parametr  $g_m$  jest opisany następującą zależnością:

$$g_m(\hbar\omega) = \frac{\pi \rho_r^{2D}(\hbar\omega) |M|^2 e^2}{c n_R m_0^2 \epsilon_0 \omega} \{f_c[E_e(m, \hbar\omega)] - f_v[E_h(m, \hbar\omega)]\}, \quad (4.19)$$

gdzie:  $e$  — ładunek elementarny,  $m_0$  — spoczynkowa masa elektronu,  $\rho_r^{2D}$  — dwuwymiarowa zredukowana gęstość stanów,  $c$  — prędkość światła w próżni,  $\epsilon_0$  — przenikalność elektryczna próżni,  $M$  — element macierzowy przejścia,  $f_c$ ,  $f_v$  — funkcje rozkładu Fermiego-Diraca dla pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego,  $E_e$ ,  $E_h$  — energie rekombinującego elektronu i rekombinującej dziury,  $\Lambda$  — funkcja opisująca poszerzenie [99] (w przypadku zwykłych mechanizmów rozproszeniowych [97, 98] — zwykle typu Lorentza). Dodatkowo należy uwzględnić poszerzenie spektralne wywołane zwykle przez mechanizmy rozproszeniowe.

Pędowy element macierzowy  $M$  występujący w Złotej Regule Fermiego i we wzorze (4.19) opisuje intensywność oddziaływania fali elektromagnetycznej ze stanami (nośnikami) w ośrodku. Z modelu Kane'a [96] wynika następująca zależność między  $|M|^2$ , a parametrami struktury pasmowej dla przejść elektron-ciężka dziura i polaryzacji TE:

$$|M|^2 = \frac{3}{2} \left( \frac{1}{m_e^*} - 1 \right) E_g \frac{E_g + \Delta_{\text{so}}}{E_g + \frac{3}{2} \Delta_{\text{so}}}, \quad (4.20)$$

gdzie:  $m_e^*$  — masa efektywna elektronu,  $E_g$  — przerwa energetyczna materiału tworzącego obszar czynny,  $\Delta_{\text{so}}$  — energia odszczepienia pasma powstałego w wyniku oddziaływania spin-orbita.

W przypadku kropek kwantowych zależność opisująca uzyskane z ich pomocą wzmocnienie optyczne, wyraża się następująco:

$$g_{\text{QD}}(E) = \frac{\pi \hbar e^2}{c n_{\text{R}} m_0^2 \epsilon_0} \frac{n_{\text{QD}}}{E} |M|^2 R_{\text{QD}}(E) [f_{\text{c}}(E_{\text{e}}) - f_{\text{v}}(E_{\text{h}})] \quad (4.21)$$

Gęstość stanów  $R_{\text{QD}}$  przyjęta została w następującej postaci sumy gaussowskich gęstości stanów:

$$R_{\text{QD}}(E) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \sum_{m=1}^K \frac{1}{\Delta_m} \exp \left[ -\frac{(E - E_m)^2}{2\Delta_m^2} \right] \quad (4.22)$$

Model opiera się na założeniu, że poziomy energetyczne w kropkach kwantowych mogą być przybliżone jako:

- dwuwymiarowy oscylator harmoniczny [100, 101],
- studnia kwantowa In(Ga)As/GaAs o szerokości równej wysokości kropek w kierunku  $Oy$ .

Pierwsze założenie wynika z obserwacji, że kolejne pary poziomów energetycznych (w paśmie walencyjnym i przewodnictwa) leżą w przybliżeniu w równych odległościach.

Quasi-poziomy Fermiego  $f_{\text{c}}$  i  $f_{\text{v}}$  nośników są określone przez poniższe równania:

$$\frac{n_{\text{A}}}{N_{\text{Dv}}} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2m}{1 + \exp \left( \frac{E_{\text{m,e}} - f_{\text{c}}}{k_{\text{B}} T} \right)} \quad (4.23)$$

$$\frac{n_{\text{A}}}{N_{\text{Dv}}} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2m}{1 + \exp \left( \frac{E_{\text{m,h}} - f_{\text{v}}}{k_{\text{B}} T} \right)}, \quad (4.24)$$

gdzie:  $m$  — parametr określający stopień rozszczepienia poziomów,  $k_{\text{B}}$  — stała Boltzmannna,  $n_{\text{A}}$  — koncentracja nośników,  $N_{\text{Dv}}$  — gęstość objętościowa kropek kwantowych.

Gęstość objętościową kropek kwantowych można otrzymać z gęstości powierzchniowej  $\rho_{\text{QD}}$  w następujący sposób:

$$N_{\text{Dv}} = \frac{\rho_{\text{QD}}}{h_{\text{QD}}} \quad (4.25)$$

gdzie:  $h_{\text{QD}}$  — wysokość warstwy kropek kwantowych.

Wartości dyspersji  $\Delta_m$  i energii  $E_m$  ( $m = 1, 2, \dots, K$ ):

$$E_m = E_{\text{g}} + m\hbar(\omega_{\text{e}} - \omega_{\text{h}}) \quad (4.26)$$

są wzięte ze spektrum wzmocnienia promieniowania fotoluminescencyjnego, w którym  $K$  jest liczbą wziętych pod uwagę wierzchołków fotoluminescencyjnych.

Pulsacje  $\omega_e$  i  $\omega_h$  określają kolejne poziomy energetyczne elektronów  $E_{m,e}$  i ciężkich dziur  $E_{m,h}$ :

$$E_{m,e} = E_{0,e} + m\hbar\omega_e \quad (4.27)$$

$$E_{m,h} = E_{0,h} + m\hbar\omega_h, \quad (4.28)$$

gdzie:  $E_{0,e}$  i  $E_{0,h}$  oznaczają najniższe poziomy energetyczne w obu pasmach dozwolonych.

Przyjmując w obu pasmach dozwolonych identyczność potencjałów, można znaleźć następującą zależność wiążącą  $\omega_e$  i  $\omega_h$ :

$$\frac{\omega_e}{\omega_h} = \sqrt{\frac{m_h^*}{m_e^*}} \quad (4.29)$$

W przypadku kropek kwantowych, poszerzenie spektrum wzmocnienia jest związane głównie ze zmianami kształtu i rozmiarów kropek [102–104].

Szczegóły modelu wzmocnienia dla kropek kwantowych zawarte są w pracy doktorskiej M. Wasiaka [105].

#### 4.1.4 Zjawiska optyczne

W celu wyznaczenia propagacji fal elektromagnetycznych w symulowanych strukturach posłużono się metodą efektywnej częstotliwości (ang. *EFM* — *Effective Frequency Method*), która jest metodą skalarną. Zakłada ona wykładniczą zależność pola optycznego modów własnych od czasu:

$$E(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r}, \omega) \exp(i\omega t), \quad (4.30)$$

gdzie:  $E$  — natężenie pola elektrycznego,  $\omega$  — częstość modowa,  $t$  — czas.

Absorpcja oraz wzmocnienie optyczne wewnątrz rezonatora oraz w zwierciadłach DBR są uwzględnione w zespolonej wartości częstości modowej będącej wartością własną niezależnego od czasu skalarnego równania falowego:

$$\left[ \Delta + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(\mathbf{r}, \omega) \right] E(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad (4.31)$$

Po zastosowaniu liniowego rozwinięcia względem rzeczywistej, nominalnej częstości kołowej  $\omega_0$  otrzymamy:

$$[\Delta + k_0^2 n^2(\mathbf{r}, \omega_0)] E(\mathbf{r}, \omega) = \nu k_0^2 n_R(\mathbf{r}, \omega_0) n_g(\mathbf{r}, \omega_0) E(\mathbf{r}, \omega), \quad (4.32)$$

gdzie:  $k_0 = \omega_0/c$  — liczba falowa w próżni,  $n_R(\mathbf{r}, \omega_0)$  oraz  $n_g(\mathbf{r}, \omega_0)$  — fazowy i grupowy zespolony współczynnik załamania dla częstości  $\omega_0$ ,  $\nu$  — parametr częstotliwościowy. Parametr częstotliwościowy (pełniący rolę wartości własnej równania (4.32) definiuje się następująco:

$$\nu = 2 \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} = 2 \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0} - 2i \frac{\omega''}{\omega_0} \quad (4.33)$$

Część rzeczywista parametru  $\nu$  określa względne przesunięcie emitowanej długości fali w stosunku do wartości nominalnej  $\lambda_0$ , natomiast część urojona to względna stała zaniku odpowiedniego modu.

Dla struktury cylindrycznej obowiązuje następujące przybliżenie:

$$E(\mathbf{r}, t) = f(z, r)\Phi(r) \quad (4.34)$$

W celu uproszczenia zapisu w równaniu (4.34) pominięty został argument  $\omega$ . Dla pionowej części rozwiązania  $f(z, r)$  zakłada się, że:

$$\int_0^{L(r)} f^2(z, r) dz = 1, \quad (4.35)$$

gdzie:  $L(r)$  — długość struktury dla promienia  $r$ .

Z uwagi na słabą zależność  $f(z, r)$  od  $r$  z równań (4.30) i (4.32) otrzymujemy:

$$\left[ \frac{d^2}{dz^2} + k_0^2 n^2(r, z) \right] f(z, r) = \nu_{\text{eff}}(r) k_0^2 n_{\text{R}}(r, z) n_{\text{g}}(r, z) f(z, r), \quad (4.36)$$

gdzie:  $\nu_{\text{eff}}(r)$  — parametr częstotliwościowy wirtualnego układu płaskich warstw, których pionowa struktura odpowiada rzeczywistej konstrukcji urządzenia dla różnych  $r$ . W równaniu (4.36), tak jak w (4.34), z podobnych przyczyn pominięte są argumenty  $\omega$  i  $\omega_0$ .

Zakładając, że fala opuszczająca rezonator jest falą płaską na dolnej ( $z = 0$ ) i górnej jego powierzchni mamy następujące warunki brzegowe na  $f(z, r)$ :

$$\frac{df}{dz} \pm ik_z f = 0 \quad z = \begin{cases} L(r) + \epsilon \\ 0 - \epsilon \end{cases}, \quad (4.37)$$

gdzie:  $\epsilon$  — wartość dodatnia niewiele większa od 0,  $k_z = k_0 \sqrt{n_{\text{R}}^2 - \nu_{\text{eff}} n_{\text{R}} n_{\text{g}}}$ .

W celu obliczenia radialnej części rozwiązania  $\Phi_l(r)$  wykorzystywana jest zależność  $\nu_{\text{eff}}(r)$ , Stąd:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{1}{dr} - \frac{l^2}{r^2} + \nu_{\text{eff}}(r) k_0^2 \langle n_{\text{R}} n_{\text{g}} \rangle_r \right] \Phi_l(r) = \nu k_0^2 \langle n_{\text{R}} n_{\text{g}} \rangle_r \Phi_l(r), \quad (4.38)$$

gdzie:

$$\langle n_{\text{R}} n_{\text{g}} \rangle_r = \int_0^{L(r)} n_{\text{R}}(z, r) n_{\text{g}}(z, r) f^2(z, r) dz \quad (4.39)$$

$\langle n_{\text{R}} n_{\text{g}} \rangle_r$  oraz  $\Phi_l(r)$  w równaniach (4.38), (4.39) muszą spełniać następujące warunki brzegowe dla wystarczająco dużego  $r$ :

$$\frac{d\Phi_l(r)}{dr} + \frac{\Phi_l(r)}{2r} + ik_r \Phi_l(r) = 0 \quad r = r_{\infty}, \quad (4.40)$$

gdzie:  $k_r = k_0 \sqrt{(\nu_{\text{eff}} - \nu) \langle n_{\text{R}} n_{\text{g}} \rangle_r}$ .

Rozwiązania równania (4.40) są oznaczane jako mody  $LP_{lm}$ , przy czym:  $l = 0, 1, \dots$  — liczba modów w azymutalnym rozkładzie emitowanej fali elektromagnetycznej,  $m = 1, 2, \dots$  — numer modu poprzecznego (w szczególności liczba węzłów w rozkładzie radialnym).

#### 4.1.5 Zastosowany w pracy algorytm obliczeń progowych

Opisane modele dotyczące zjawisk elektrycznych, termicznych, wzmocnieniowych i optycznych w laserze półprzewodnikowym typu VCSEL są ze sobą wzajemnie powiązane. Należy je zatem rozpatrywać całościowo. W przeciwnym wypadku otrzymane wyniki mogą być nieprawidłowe, a sformułowane na ich podstawie wnioski mogą być błędne.

Należy także podkreślić, że oprócz powiązań pomiędzy poszczególnymi modelami występują również analogiczne interakcje w obrębie samych modeli. Oznacza to, że w celu uzyskania jak najbardziej dokładnych wyników, obliczenia powinny być przeprowadzane tak, aby uwzględniały możliwie jak największą ilość zależności między parametrami całego modelu. Wykorzystany w mojej pracy algorytm progowych obliczeń numerycznych (rysunek 4.2) uwzględnia wzajemny wpływ opisanych zjawisk. Przejawia się to samouzgadnianiem wyników obliczeń dla kolejnych procesów fizycznych.

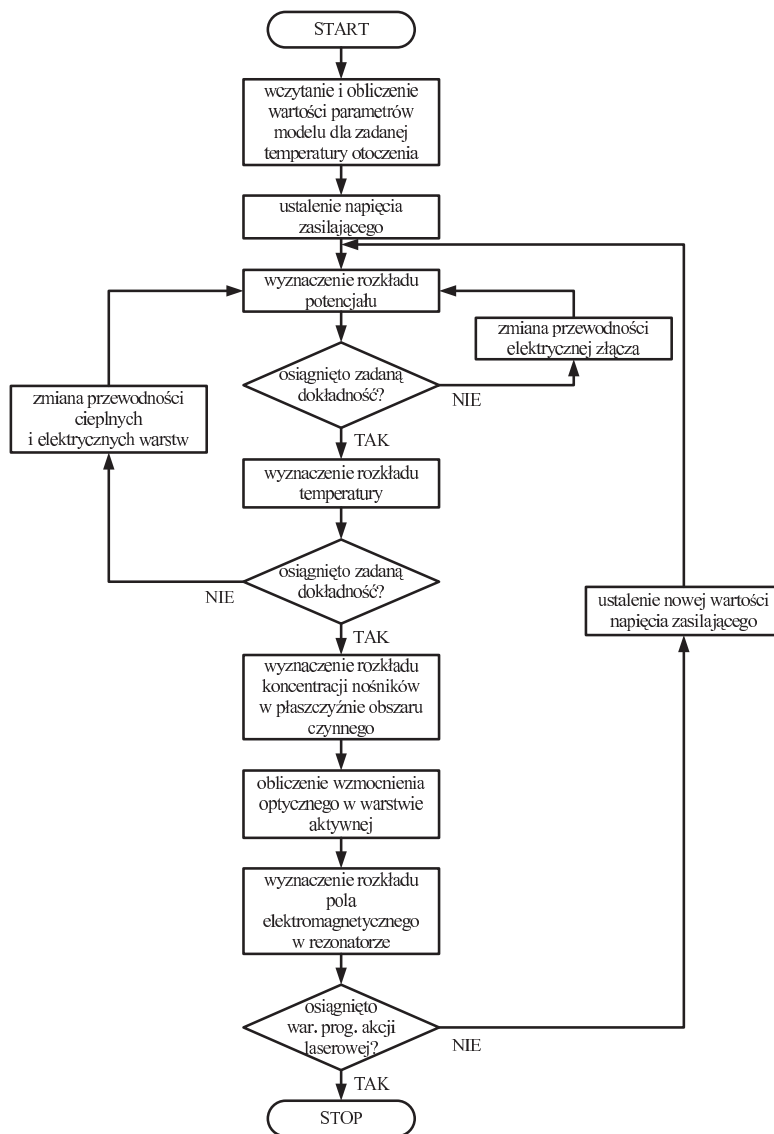
Celem przeprowadzonych w pracy badań nad zjawiskami fizycznymi występującymi w przypadku progu akcji laserowej jest wyznaczenie rozkładów temperatury, potencjału, gęstości prądu, koncentracji nośników oraz wzmocnienia optycznego w symulowanej strukturze laserowej typu VCSEL, a następnie określenie wzmacnianego w tych warunkach modu wewnątrz lasera.

## 4.2 Model nadprogowy

Rozwinięciem opisanego w podrozdziale 4.1 modelu progowego jest model nadprogowy. Umożliwia on numeryczną analizę nadprogowej pracy laserów półprzewodnikowych typu VCSEL w stanie ustalonym przy założeniu, że napięcie zasilające laser jest stopniowo zwiększane od wartości progowej do maksymalnej wartości należącej do badanego przedziału.

### 4.2.1 Modyfikacja modelu progowego

W celu przeprowadzenia obliczeń nadprogowych należy zmodyfikować model progowy. Modyfikacja ta polega na uwzględnieniu zjawiska przestrzennego wypalania nośników (SHB — ang. *Spatial Hole Burning*) w warstwie z obszarem czynnym. Gęstość strumienia energii niesionej przez falę elektromagnetyczną odpowiedzialną za



**Rysunek 4.2:** Zastosowany w pracy algorytm progowych obliczeń numerycznych.

wypalanie nośników opisana jest wektorem Poyntinga:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}, \quad (4.41)$$

gdzie:  $\mathbf{S}$  — wektor Poyntinga,  $\mathbf{E}$  — natężenie pola elektrycznego fali elektromagnetycznej,  $\mathbf{H}$  — natężenie pola magnetycznego fali elektromagnetycznej.



W przypadku, gdy fala elektromagnetyczna jest falą płaską, wartość wektora Poyntinga można opisać następującą zależnością:

$$\|\mathbf{S}\| = \frac{n_R}{c\mu_0} E_{\text{EM}}^2, \quad (4.42)$$

gdzie:  $c$  — prędkość światła w próżni,  $\mu_0$  — przenikalność magnetyczna próżni,  $E_{\text{EM}}$  — amplituda natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej.

#### 4.2.2 Jednomodowa praca lasera typu VCSEL

W przypadku jednomodowej pracy lasera, wypalanie nośników w warstwie z obszarem czynnym można w prosty sposób uwzględnić w równaniu dyfuzji (4.9) poprzez wprowadzenie dodatkowego składnika  $W_{\text{HB}}^{\text{sm}}$  odpowiedzialnego za to zjawisko:

$$D(T) \left( \frac{d^2 n(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn(r)}{dr} \right) - (A(T)n(r) + B(T)n^2(r) + C(T)n^3(r)) + \frac{j(r)}{ed_{\text{AL}}} - W_{\text{HB}}^{\text{sm}}(r, \hbar\omega) = 0, \quad (4.43)$$

gdzie:  $\hbar$  — stała Diraca,  $\omega$  — częstość modu  $\text{LP}_{lm}$ . Wartość składnika  $W_{\text{HB}}^{\text{sm}}$  jest powiązana z wartością wektora Poyntinga w następujący sposób:

$$W_{\text{HB}}^{\text{sm}} = \frac{g(\hbar\omega) M_{\text{LP}_{lm}}^2(r)}{\hbar\omega} \|\mathbf{S}\|, \quad (4.44)$$

gdzie:  $g$  — wzmocnienie optyczne,  $M_{\text{LP}_{lm}}$  — unormowany rozkład natężenia pola elektrycznego dla modu  $\text{LP}_{lm}$  w kierunku radialnym.

Z wartością wektora Poyntinga powiązana jest także moc promieniowania  $P$  emitowanego przez laser:

$$P = \frac{1}{2} \left( \pi \|\mathbf{S}\| \int_0^{r_{\text{AL}}} M_{\text{LP}_{lm}}(r) dr \right) (1 - R), \quad (4.45)$$

gdzie:  $r_{\text{AL}}$  — promień warstwy z obszarem czynnym,  $R$  — współczynnik odbicia zwierciadła, przez które emitowane jest promieniowanie.

#### 4.2.3 Wielomodowa praca lasera typu VCSEL

W przypadku, gdy laser pracuje jednocześnie na  $n_{\text{LP}}$  modach  $\text{LP}_{lm}$ , rozkład koncentracji nośników w płaszczyźnie warstwy z obszarem czynnym można otrzymać poprzez rozwiązanie równania:

$$D(T) \left( \frac{d^2 n(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn(r)}{dr} \right) - (A(T)n(r) + B(T)n^2(r) + C(T)n^3(r)) + \frac{j(r)}{ed_{\text{AL}}} - W_{\text{HB}}^{\text{mm}}(r, \hbar\omega) = 0, \quad (4.46)$$

gdzie:  $W_{\text{HB}}^{\text{mm}}$  — składnik odpowiedzialny za wypalanie nośników podczas wielomodowej pracy lasera. Wartość składnika  $W_{\text{HB}}^{\text{mm}}$  można otrzymać z następującej zależności:

$$W_{\text{HB}}^{\text{mm}} = \frac{n_{\text{R}}}{c\mu_0} \sum_{i=1}^{n_{\text{LP}}} \frac{g^i (\hbar\omega^i) E_{\text{EM}}^i M_{\text{LP}_{lm}}^i{}^2(r)}{\hbar\omega^i}, \quad (4.47)$$

gdzie:  $g^i$  — wzmocnienie optyczne  $i$ -tego modu  $\text{LP}_{lm}$ ,  $E_{\text{EM}}^i$  — amplituda pola elektrycznego dla  $i$ -tego modu  $\text{LP}_{lm}$ ,  $M_{\text{LP}_{lm}}^i$  — unormowany rozkład natężenia pola elektrycznego dla  $i$ -tego modu  $\text{LP}_{lm}$  w kierunku radialnym,  $\omega^i$  — częstość  $i$ -tego modu  $\text{LP}_{lm}$ .

Moc promieniowania  $P^{\text{mm}}$  emitowanego przez laser typu VCSEL podczas pracy wielomodowej dana jest wzorem:

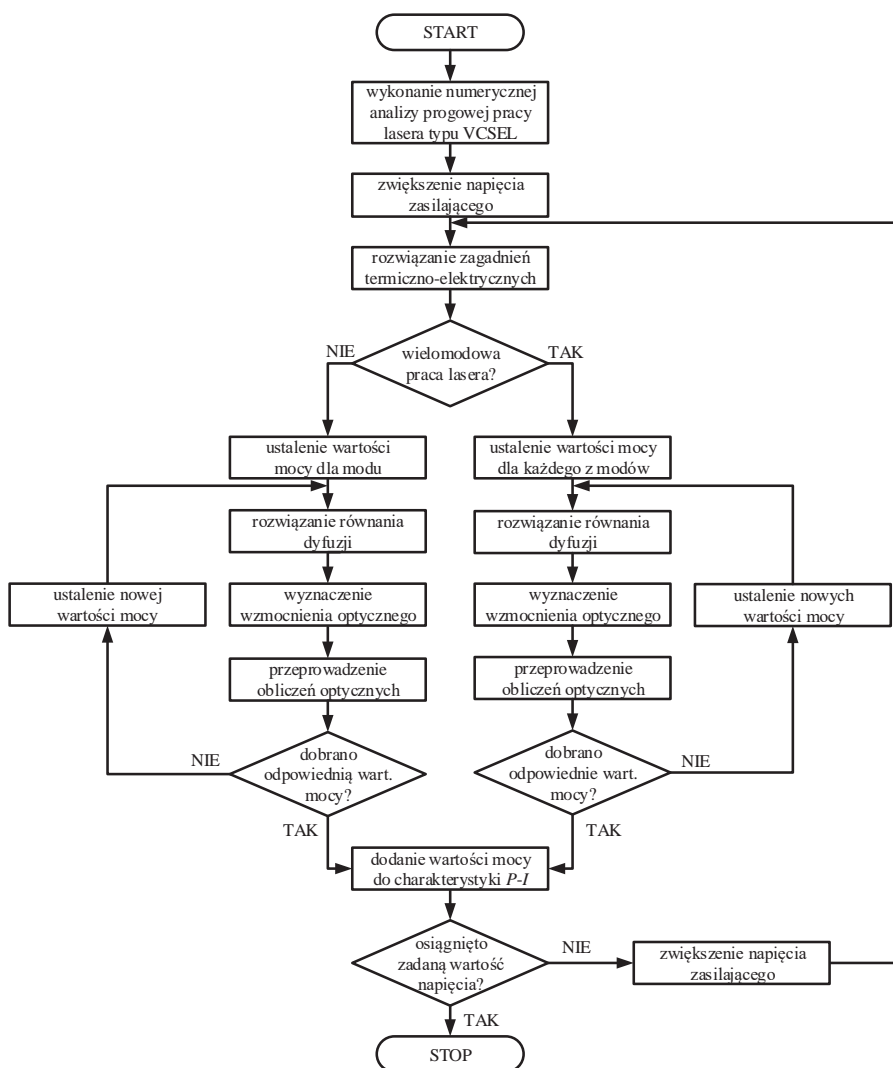
$$P^{\text{mm}} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\pi n_{\text{R}}}{c\mu_0} \sum_{i=1}^{n_{\text{LP}}} \left( \int_0^{r_{\text{AL}}} E_{\text{EM}}^i{}^2 M_{\text{LP}_{lm}}^i(r) dr^i \right) \right] (1 - R) \quad (4.48)$$

#### 4.2.4 Zastosowany w pracy algorytm obliczeń nadprogowych

Nadprogowa analiza pracy lasera typu VCSEL wymaga uprzedniego posłużenia się modelem progowym w celu uzyskania, między innymi, unormowanego rozkładu natężenia pola elektrycznego modu  $\text{LP}_{lm}$  (lub modów  $\text{LP}_{lm}^i$ , w przypadku, gdy badana będzie również wielomodowa praca lasera) w kierunku radialnym. Dopiero w kolejnych krokach należy posługiwać się modelem nadprogowym. Algorytm przedstawiający kolejność obliczeń został ukazany na rysunku 4.3. Jak można zauważyć, przy zwiększaniu napięcia zasilającego powyżej wartości progowej, aż do zadanej wartości, w celu uzyskania nowych rozkładów temperatury i potencjału, należy każdorazowo stosować modelowanie zagadnień termicznych i elektrycznych. Dla kolejnych wartości napięcia zasilającego laser, rozkład koncentracji nośników w warstwie z obszarem czynnym otrzymywany jest w wyniku rozwiązania zmodyfikowanych równań dyfuzji: (4.43) i (4.46) (odpowiednio dla pracy jednomodowej i wielomodowej). Rozkład koncentracji nośników oraz obliczenia dotyczące optyki są ze sobą powiązane poprzez zjawisko wzmocnienia. Oznacza to, że muszą być one rozwiązywane w sposób samouzgodniony. Jest to zapewnione poprzez odpowiedni wybór wartości mocy promieniowania emitowanego przez laser:

- w przypadku jednomodowej pracy lasera należy dobrać wartość  $P$  tak, aby w wyniku wyznaczenia rozkładu koncentracji nośników, obliczenia wzmocnienia oraz wykonania obliczeń związanych z optyką został spełniony warunek akcji laserowej odpowiadający równoważeniu się strat optycznych i wzmocnienia modowego dla aktualnych warunków zasilania:

$$G_{\text{LP}_{lm}} = \alpha_i + \alpha_k, \quad (4.49)$$



**Rysunek 4.3:** Zastosowany w pracy algorytm nadprogowych obliczeń numerycznych.

gdzie:  $G_{LP_{lm}}$  — wzmocnienie modowe dla modu  $LP_{lm}$ ,  $\alpha_i$  — straty optyczne wewnątrz rezonatora,  $\alpha_k$  — straty związane z promieniowaniem opuszczającym rezonator;

- w przypadku wielomodowej pracy lasera postępowanie jest analogiczne jak dla pracy jednomodowej — dobierane są wartości  $P^i$ , a warunek akcji laserowej ma postać:

$$G_{LP_{lm}}^i = \alpha_i^i + \alpha_k^i, \quad (4.50)$$

gdzie:  $i = 1, \dots, n_{LP}$ .

W przypadku obliczeń nadprogowych ostatnim etapem symulacji jest wyznaczenie maksymalnej wartości mocy promieniowania emitowanego przez laser oraz obliczenie nachylenia charakterystyki ukazującej zależność mocy optycznej od prądu.

### 4.3 Oprogramowanie wykorzystane do obliczeń

Wszelkie obliczenia przeprowadzono w oparciu o oprogramowanie opracowane w Zespole Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej. Autorem części związanej z modelem termiczno-elektrycznym jest R.P. Sarzała. Rozkład temperatury, potencjału oraz koncentracji nośników w obszarze czynnym wyznaczone są za pomocą metody elementów skończonych (FEM — ang. *Finite Elements Method*) [106]. Pełny opis tej części programu można znaleźć w rozprawie habilitacyjnej R.P. Sarzały [107]. Autorem fragmentu programu pozwalającego na obliczenie zarówno wzmocnienia jak i modelu nadprogowego jest M. Wasiak. Informacje o zaimplementowanym modelu wzmocnienia zawarte są w jego pracy doktorskiej [105], natomiast szczegóły modelu nadprogowego zawarte są w pracy magisterskiej K. Gutowskiego [108]. W celu wykonania obliczeń związanych z modelem optycznym posłużono się programem EFM opracowanym przez P. Maćkowiaka. W pracy doktorskiej tego autora [109] podany jest szczegółowy opis zastosowanej w programie metody.



## Rozdział 5

# Parametry materiałowe

W niniejszym rozdziale znajduje się zestawienie danych materiałowych stosowanych w modelowaniu zjawisk elektrycznych, cieplnych, optycznych oraz wzmocnienia przebiegających w badanych strukturach. Zebrane tu parametry oraz zależności opisują fizyczne własności nie tylko fosforkowych (InP, InAsP, InGaAsP) i arsenkowych (GaAs, AlAs, InAs, AlGaAs, InGaAs, AlInAs, AlGaInAs) materiałów półprzewodnikowych, ale także metali (tytan, platyna, złoto, nikiel, miedź), stopów (AuGe, AuZn), lutu indowego i materiałów dielektrycznych (SiO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub>, SiN<sub>x</sub>, α-Si, diament). Dodatkowo, dla obszarów czynnych InGaAsP/InGaAsP, InAsP/InGaAsP, AlGaInAs/AlGaInAs oraz In(Ga)As/GaAs podane zostały parametry występujące w równaniu dyfuzji oraz wartości nieciągłości w paśmie przewodnictwa i walencyjnym.

### 5.1 Parametry stosowane w modelu elektrycznym

Przewodność elektryczną materiału półprzewodnikowego o typie przewodnictwa n bądź p można opisać odpowiednio następującymi wzorami [110]:

$$\sigma_n = en\mu_n \quad (5.1)$$

$$\sigma_p = ep\mu_p, \quad (5.2)$$

gdzie:  $e$  — elementarny ładunek elektryczny,  $n$  i  $p$  — koncentracje swobodnych elektronów i dziur,  $\mu_n$  i  $\mu_p$  — ruchliwości swobodnych nośników.

Korzystając z warunku neutralności elektrycznej [110]

$$p - n + N_D^+ - N_A^- = 0 \quad (5.3)$$

oraz z zależności wiążących koncentracje zjonizowanych domieszek donorowych  $N_D^+$  i akceptorowych  $N_A^-$  z całkowitymi koncentracjami domieszek  $N_D$  i  $N_A$  [110]

$$N_D^+ = N_D \frac{1}{1 + g_D \frac{n}{n_1}} \quad (5.4)$$

$$N_A^- = N_A \frac{1}{1 + g_A \frac{p}{p_1}} \quad (5.5)$$

można otrzymać równania (5.6) i (5.7), które pozwalają na wyznaczenie koncentracji swobodnych elektronów i dziur:

$$n = \frac{n_1}{2g_D} \left( \sqrt{1 + 4g_D \frac{N_D}{n_1}} - 1 \right) \quad (5.6)$$

$$p = \frac{p_1}{2g_A} \left( \sqrt{1 + 4g_A \frac{N_A}{p_1}} - 1 \right), \quad (5.7)$$

gdzie:  $g_D$  i  $g_A$  — degeneracje poziomów energetycznych dla donorów i akceptorów ( $g_D = 2$ ,  $g_A = 4$  [110]).

Koncentracje  $n_1$  oraz  $p_1$  występujące we wzorach (5.6) i (5.7) można wyznaczyć z następujących zależności [110]:

$$n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_D}{k_B T}\right) \quad (5.8)$$

$$p_1 = N_v \exp\left(-\frac{E_A}{k_B T}\right), \quad (5.9)$$

gdzie:  $N_c$  i  $N_v$  — efektywne gęstości stanów w paśmie przewodnictwa i walencyjnym,  $E_D$  i  $E_A$  — energie aktywacji domieszek donorowych i akceptorowych,  $k_B$  — stała Boltzmanna,  $T$  — temperatura. Wzory na efektywne gęstości stanów dla materiału typu *bulk* mają postać [110]:

$$N_c = 2 \left( \frac{2\pi m_e^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (5.10)$$

$$N_v = 2 \left( \frac{2\pi m_h^* k_B T}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (5.11)$$

gdzie:  $m_e^*$  — efektywna masa elektronu,  $m_h^*$  — masa efektywna dziury,  $h$  — stała Plancka. Masę efektywną elektronu dla materiałów półprzewodnikowych można wyznaczyć ze wzoru (5.12) [49]:

$$\frac{1}{m_e^*} = (1 + 2F) + \frac{E_P (E_g + \frac{2}{3}\Delta_{so})}{E_g (E_g + \Delta_{so})} \quad (5.12)$$

gdzie:  $F$  — parametr Kane'a,  $E_P$  — element macierzowy,  $E_g$  — przerwa energetyczna,  $\Delta_{so}$  — odległość pasma odszczepionego ze względu na oddziaływanie spin-orbita. Wartość przerwy energetycznej dla zadanej temperatury można wyznaczyć z reguły Varshniego [111]:

$$E_g(T) = E_g(T = 0 \text{ K}) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta}, \quad (5.13)$$

gdzie:  $\alpha$  i  $\beta$  są parametrami Varshniego.

Podstawienie zależności (5.13) do wzoru (5.12) pozwala na uwzględnienie wpływu temperatury na wartość masy efektywnej elektronu.

Masę efektywną dziury występującą we wzorze (5.11) można wyznaczyć znając masę efektywną dziury lekkiej  $m_{lh}^*$  oraz ciężkiej  $m_{hh}^*$  [112]:

$$m_h^* = \left( m_{lh}^{*\frac{3}{2}} + m_{hh}^{*\frac{3}{2}} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (5.14)$$

Z równań (5.1, 5.2, 5.6–5.14) widać, że obliczenie przewodności elektrycznej domieszkowanego materiału półprzewodnikowego typu *bulk* (dla danej temperatury) wymaga znajomości następujących wielkości fizycznych: ruchliwości i mas efektywnych nośników, koncentracji domieszek, a także energii aktywacji donorów i akceptorów. W dalszej części tego podrozdziału podane zostały energie aktywacji stosowanych domieszek oraz wzory opisujące ruchliwość elektronów i dziur w materiałach występujących w strukturach laserowych modelowanych w niniejszej pracy. Dodatkowo w tabelach 5.1 i 5.2 przedstawione zostały wartości parametrów umożliwiających wyznaczenie masy efektywnej elektronów (dla dowolnej temperatury) i dziur w materiałach dwuskładnikowych oraz przykładowe wartości przerw energetycznych oraz mas efektywnych obliczone dla 300 K. Parametry nieliniowości stosowane we wzorze (5.16) do wyznaczania wielkości fizycznych występujących w tabeli 5.1 dla materiałów trójskładnikowych  $A_xB_{1-x}C$  znajdują się w tabeli 5.3.

$$E_{g,GaP} = 2.886 + 0.1081 \left[ 1 - \text{ctgh} \left( \frac{164}{T} \right) \right] [\text{eV}] \quad (5.15)$$

$$T_{ABC} = xB_{AC} + (1-x)B_{BC} - x(1-x)C_{T,ABC} \quad (5.16)$$

Mając dane takie parametry jak:  $F$ ,  $E_P$ ,  $E_g$ ,  $\Delta_{so}$ ,  $m_{hh}^*$  oraz  $m_{lh}^*$  dla materiałów trójskładnikowych, można wyznaczyć ich wartości dla materiałów czteroskładnikowych, co umożliwi obliczenie mas efektywnych elektronów i dziur w tych związkach. Wzory interpolacyjne dla materiałów czteroskładnikowych  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$  oraz  $A_xB_yC_{1-x-y}D$  to odpowiednio [49]:

$$Q_{A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}} = \frac{x(1-x) [(1-y)T_{A_xB_{1-x}D} + yT_{A_xB_{1-x}C}]}{x(1-x) + y(1-y)} + \frac{y(1-y) [xT_{A_yC_{1-y}D} + (1-x)T_{B_yC_{1-y}D}]}{x(1-x) + y(1-y)} \quad (5.17)$$



**Tablica 5.1:** Wartości parametrów umożliwiających wyznaczenie masy efektywnej elektronu (dla dowolnej temperatury) [49] oraz dziury [113] w materiałach dwuskładnikowych. Wartości podane w nawiasach związane są ze skośną przerwą energetyczną i stosuje się je przy obliczaniu masy efektywnej elektronów w  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , gdzie  $x > 0.45$ . W przypadku GaP do wyznaczenia przerwy energetycznej zamiast równania Varshniego stosowany jest wzór (5.15) [49].

materiał	$F$	$E_P$ [eV]	$E_g(0\text{K})$ [eV]	$\alpha$ [meV/K]	$\beta$ [K]	$\Delta_{\text{so}}$ [eV]	$m_{\text{hh}}^*$ [ $m_0$ ]	$m_{\text{lh}}^*$ [ $m_0$ ]
InP	-1.31	20.7	1.4236	0.363	162	0.108	0.69	0.11
GaP	-2.04	31.4	—	—	—	0.08	0.52	0.17
GaAs	-1.94	28.8	1.519 (1.981)	0.5405 (0.460)	204	0.341	0.55	0.083
AlAs	-0.48	21.1	3.099 (2.24)	0.885 (0.70)	530	0.28	0.81	0.16
InAs	-2.90	21.5	0.417	0.276	93	0.39	0.36	0.026

**Tablica 5.2:** Przykładowe wartości przerw energetycznych oraz mas efektywnych obliczone dla 300 K w materiałach dwuskładnikowych [49]. Wartości podane w nawiasach związane są ze skośną przerwą energetyczną [49, 114].

materiał	$E_g(300\text{K})$ [eV]	$m_e^*(300\text{K})$ [ $m_0$ ]	$m_h^*$ [ $m_0$ ]
InP	1.3529	0.0752	0.719
GaP	2.7770	0.1231	0.583
GaAs	1.4225 (1.8989)	0.0623 (0.85)	0.571
AlAs	3.0030 (2.1641)	0.1456 (0.71)	0.857
InAs	0.3538	0.0221	0.365

oraz [115]:

$$Q_{A_x B_y C_{1-x-y} D} = \frac{xyT_{A_u B_{1-u} D} + yzT_{B_v C_{1-v} D} + xzT_{A_w C_{1-w} D}}{xy + yz + xz}, \quad (5.18)$$

gdzie:  $z = 1 - x - y$ ,  $u = (1 + x - y)/2$ ,  $v = (1 - y + z)/2$ ,  $w = (2x + y)/2$ .

## InP

W celu wyznaczenia ruchliwości elektronów dla InP, gdy dana jest ich koncentracja, posłużono się zależnością (5.19), którą wyprowadzono w oparciu o dane zamieszczone w tabeli 1 w pracy [116]. Zależność ta obowiązuje dla temperatury równej 300 K, gdy różnica pomiędzy koncentracją donorów i akceptorów zawiera się w przedziale od  $1 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$  do  $4 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ . Z uwagi na to, że ruchliwości zmierzone dla pięciu różnych domieszek donorowych: siarki, krzemu, cyny, seleniu i germanu są bardzo zbliżone (rysunek 4 w pracy [116]), wyznaczoną przeze mnie zależność (5.19)

**Tablica 5.3:** Parametry nieliniowości dla wielkości fizycznych stosowanych do obliczania efektywnych mas elektronów i dziur w półprzewodnikowych materiałach trójskładnikowych [49]. Wartość podana w nawiasie związana jest ze skończoną przerwą energetyczną [49].

materiał	$C_F$	$C_{EP}$ [eV]	$C_{Eg}$ [eV]	$C_{\Delta_{so}}$ [eV]	$C_{m_{hh}^*}$ [ $m_0$ ]	$C_{m_{lh}^*}$ [ $m_0$ ]
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$	0.78	0	0.65	0	0	0
$\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$	0	0	0.10	0.16	0	0
$\text{Ga}_x\text{As}_{1-x}\text{P}$	0	0	0.19	0	0	0
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0	0	$-0.127 + 1.310x$ (0.055)	0	0	0
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	1.77	-1.48	0.477	0.15	0	0
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	-4.44	-4.81	0.70	0.15	0	0

można stosować dla każdej z wymienionych domieszek.

$$\mu_{n,\text{InP}}(300\text{ K}) = \frac{4730}{1 + \sqrt{\frac{n}{8 \cdot 10^{17}}}} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \right] \quad (5.19)$$

Przy wyznaczaniu ruchliwości dziur dla InP korzystano z zależności (5.20), którą uzyskano analizując zmierzone wartości ruchliwości pochodzące z prac [117–119]. Zależność ta jest słuszna dla koncentracji dziur mieszczących się w przedziale od  $3 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$  do  $9 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  oraz temperatury równej 300 K.

$$\mu_{p,\text{InP}}(300\text{ K}) = \frac{218}{1 + \sqrt{\frac{p}{2 \cdot 10^{17}}}} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}} \right] \quad (5.20)$$

Ruchliwość elektronów w InP dla zadanej temperatury można obliczyć korzystając z zależności podanych przez Adachiego [120]:

$$\mu_{n,\text{InP}}(T) = \mu_{n,\text{InP}}(300\text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^2 \quad \text{dla } 100\text{ K} < T < 300\text{ K} \quad (5.21)$$

$$\mu_{n,\text{InP}}(T) = \mu_{n,\text{InP}}(300\text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right) \quad \text{dla } 400\text{ K} < T < 1000\text{ K} \quad (5.22)$$

Z uwagi na to, że Adachi nie opisał wpływu temperatury na ruchliwość elektronów w InP dla przedziału temperatur od 300 K do 400 K, w obliczeniach posługiwano się zależnością (5.23), którą oszacowano na podstawie danych pochodzących z pracy [121].

$$\mu_{n,\text{InP}}(T) = \mu_{n,\text{InP}}(300\text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{0.8} \quad (5.23)$$

Zależność (5.24) opisująca wpływ temperatury na ruchliwość dziur dla InP została podana przez Adachiego [120]. Obowiązuje ona dla temperatur wyższych niż 200 K.

$$\mu_{p,\text{InP}}(T) = \mu_{p,\text{InP}}(300\text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^2 \quad (5.24)$$

Energia aktywacji donorów w InP domieszkowanym krzemem wynosi 5.7 meV (identyczna wartość podawana jest także w przypadku, gdy domieszką jest selen bądź tellur) [122]. O rząd większe są energie aktywacji akceptorów w tym materiale. Jedną z najniższych ma cynk (39 meV [123]). Wyższe są energie aktywacji m.in. berylu (41 meV [122]), magnezu (48 meV [123]) i kadmu (56 meV [122]).

Dla niedomieszkowanego InP przyjęto, że przewodność elektryczna wynosi  $5 \cdot 10^{-6} / (\Omega \cdot \text{m})$  [124]. Założono ponadto, że nie ulega ona zmianom wraz z temperaturą.

## AlGaAs

Na podstawie rysunku 2 zamieszczonego w pracy [125] oszacowano, że ruchliwość dla GaAs typu n domieszkowanego krzemem można opisać następująco:

$$\mu_{n,\text{GaAs}}(300\text{ K}) = \begin{cases} 8299 [1 - 0.016(\log n - 14)] & \text{dla } 1 \cdot 10^{14} \leq n \leq 8 \cdot 10^{14} \\ 8051 [1 - 0.123(\log n - 15)] & \text{dla } 8 \cdot 10^{14} \leq n \leq 1 \cdot 10^{16} \\ 7059 [1 - 0.384(\log n - 16)] & \text{dla } 1 \cdot 10^{16} \leq n \leq 2 \cdot 10^{17} \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}} \right] \\ 4013 [1 - 0.356(\log n - 17)] & \text{dla } 2 \cdot 10^{17} \leq n \leq 7 \cdot 10^{17} \\ 2223 [1 - 1.768(\log n - 18)] & \text{dla } 7 \cdot 10^{17} \leq n \leq 4 \cdot 10^{18} \end{cases} \quad (5.25)$$

Następnie założono, że ruchliwość w warstwach  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  typu n domieszkowanych krzemem można zapisać w poniższy sposób:

$$\mu_{n,\text{AlGaAs}}(x, 300\text{ K}) = \mu_{n,\text{GaAs}}(300\text{ K})f(x) \quad (5.26)$$

W oparciu o podane w pracy [126] wartości ruchliwości dla  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  domieszkowanego krzemem, wyznaczono następującą zależność  $f(x)$  występującą w równaniu (5.26):

$$f(x) = \begin{cases} 1 & \text{dla } x = 0 \\ 0.0512^x & \text{dla } 0 \leq x \leq 0.24 \\ 8.62(6.48 \cdot 10^{-6})^x & \text{dla } 0.24 \leq x \leq 0.48 \\ 0.0279 & \text{dla } 0.48 \leq x \leq 1 \end{cases} \quad (5.27)$$

Ruchliwość nośników w materiale  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  typu p domieszkowanym węglem wyraża się wzorem [127]:

$$\begin{aligned} \mu_{p,\text{AlGaAs}}(x, 300 \text{ K}) = & 180 \exp\left(-1.364x^{\frac{1}{2}}\right) + \\ & - 60 \exp\left(-1.66x^{\frac{1}{2}}\right)(\log p - 18) \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V}\cdot\text{s}}\right] \end{aligned} \quad (5.28)$$

Zależność ruchliwości od temperatury dla materiału  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  typu n można opisać zależnością (5.29) wyznaczoną na podstawie rysunku 2 z pracy [128]:

$$\mu_{n,\text{AlGaAs}}(T) = \mu_{n,\text{AlGaAs}}(300 \text{ K}) \left(\frac{300}{T}\right)^{1.4} \quad (5.29)$$

Dla warstw typu p mamy [129]:

$$\mu_{p,\text{AlGaAs}}(T) = \mu_{p,\text{AlGaAs}}(300 \text{ K}) \left(\frac{300}{T}\right)^{1.25} \quad (5.30)$$

Na podstawie tabeli 1 oraz rysunku 4 zamieszczonych w pracy [126] zależność energii aktywacji dla  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  domieszkowanego krzemem można opisać w następujący sposób:

$$E_{D,\text{AlGaAs:Si}}(x) = \begin{cases} 1 & \text{dla } x = 0 \\ 10 & \text{dla } x \leq 0.23 \\ 10 + 817(x - 0.23) & \text{dla } 0.23 \leq x \leq 0.38 \\ 133 + 260(x - 0.38) & \text{dla } 0.38 \leq x \leq 0.49 \\ 162 - 333(x - 0.49) & \text{dla } 0.49 \leq x \leq 0.69 \\ 95 - 123(x - 0.69) & \text{dla } 0.69 \leq x \leq 1 \end{cases} \quad [\text{meV}] \quad (5.31)$$

Energię aktywacji dla  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  domieszkowanego węglem wyznaczono na podstawie wzoru podanego w pracy [130], zakładając, że stosowanie go dla  $x > 0.4$  niesie za sobą niewielki błąd:

$$E_{A,\text{AlGaAs:C}}(x) = 26.7 + 5.56x + 110x^{3.4} \quad [\text{meV}] \quad (5.32)$$

## InGaAs

Ruchliwości elektronów i dziur dla domieszkowanego  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ , będącego materiałem dopasowanym sieciowo do InP można obliczyć ze wzorów (5.33) i (5.34)

pochodzących z pracy [131].

$$\mu_{n, \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}}(n, T) = 300 + \frac{14000 \left(\frac{300}{T}\right)^{1.59} - 300}{1 + \left[\frac{n}{1.3 \cdot 10^{17} \left(\frac{T}{300}\right)^{3.68}}\right]^{0.48}} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\right] \quad (5.33)$$

$$\mu_{p, \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}}(p, T) = 10 + \frac{320 \left(\frac{300}{T}\right)^{1.59} - 10}{1 + \left[\frac{p}{4.9 \cdot 10^{17} \left(\frac{T}{300}\right)^3}\right]^{0.403}} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\right] \quad (5.34)$$

Wartość energii aktywacji donorów w przypadku  $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  to 6 meV [132]. Wyraźnie większa energia aktywacji akceptorów w tym materiale wynosi 20 meV [132].

### AlInAs

Ruchliwości elektronów i dziur dla domieszkowanego  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ , będącego materiałem dopasowanym sieciowo do InP można obliczyć ze wzorów (5.35) i (5.36) pochodzących z pracy [131].

$$\mu_{n, \text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}}(n, T) = 800 + \frac{4800 \left(\frac{300}{T}\right)^{2.4} - 800}{1 + \left[\frac{n}{3 \cdot 10^{16} \left(\frac{T}{300}\right)^3}\right]^{1.1}} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\right] \quad (5.35)$$

$$\mu_{p, \text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}}(p, T) = 15.2 + \frac{297 \left(\frac{300}{T}\right)^{1.82} - 15.2}{1 + \left[\frac{p}{2 \cdot 10^{17} \left(\frac{T}{300}\right)^3}\right]^{0.473}} \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\right] \quad (5.36)$$

Wartości energii aktywacji donorów i akceptorów dla  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  to odpowiednio 5 i 21 meV [133].

### InGaAsP

Ruchliwości elektronów i dziur dla domieszkowanego  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  dopasowanego sieciowo do InP obliczane są ze wzorów (5.37) i (5.38) pochodzących z pracy [134], przy czym ich zakresy stosowności to:  $10^{16}/\text{cm}^3 < n < 10^{19}/\text{cm}^3$  oraz  $10^{17}/\text{cm}^3 < p < 10^{19}/\text{cm}^3$ .

$$\mu_{n, \text{InGaAsP}}(300 \text{ K}) = [1 - 1.44y + 2.67y^2] [22850 - 1150 \log(n)] \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\right] \quad (5.37)$$

$$\mu_{p, \text{InGaAsP}}(300 \text{ K}) = [1 - 2.00y + 2.50y^2] [1114.3 - 57.9 \log(p)] \left[\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}\right] \quad (5.38)$$

W przypadku  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  dopasowanego sieciowo do InP zmiany ruchliwości elektronów i dziur wraz z temperaturą wyznaczono w oparciu o wykresy ukazujące

te zależności zamieszczone w pracach odpowiednio [135] i [136] (rysunek 10):

$$\mu_{n,\text{InGaAsP}}(T) = \mu_{n,\text{InGaAsP}}(300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{-0.35y+0.86} \quad (5.39)$$

$$\mu_{p,\text{InGaAsP}}(T) = \mu_{p,\text{InGaAsP}}(300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{0.62y+0.36} \quad (5.40)$$

Zależność (5.39) została oszacowana dla zawartości arsenu z przedziału 0.31–0.91 oraz temperatur od 100 K do 300 K, natomiast równanie (5.40) jest poprawne dla zawartości arsenu od 0.64 do 0.91 oraz dla temperatur z przedziału 150–300 K.

Wartość energii aktywacji donorów w przypadku  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  jest zbliżona do energii aktywacji domieszek tego typu w InP i wynosi 5 meV [114]. Podobnie jak było w przypadku InP, tak i dla  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  energie aktywacji domieszek akceptorowych są dużo większe niż donorowych. Energia aktywacji dla cynku wynosi 30 meV [114]. Dla porównania, dla magnezu wynosi ona 35 meV [114,137], a dla berylu 40 meV [114]. W sytuacji, gdy domieszką jest kadm, duży wpływ na wartość energii aktywacji ma zawartość arsenu. Na podstawie rysunku 2 zamieszczonego w pracy [138] wyznaczono następującą zależność opisującą ten przypadek:

$$E_{A,\text{InGaAsP:Cd}}(y) = 74 \exp(-0.87y) [\text{meV}] \quad (5.41)$$

## AlGaInAs

Dla niedomieszkowanego AlGaInAs na podstawie danych z pracy [139] przyjęto, że przewodność elektryczna wynosi  $5 \cdot 10^{-7} / (\Omega \cdot \text{m})$ . Założono ponadto, że nie ulega ona zmianom wraz z temperaturą.

## Metale

Dla większości materiałów niebędących półprzewodnikami najpierw (dla danej temperatury) obliczana jest oporność elektryczna, a dopiero potem ze związku między przewodnością a opornością (równanie (5.42)), wyliczana jest ich przewodność.

$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (5.42)$$

$$\rho_{\text{Ti}}(T) = (6.17169 \cdot 10^{-8} + 9.010579 \cdot 10^{-10}T + 1.817669 \cdot 10^{-12}T^2 - 1.225226 \cdot 10^{-15}T^3) [\Omega \cdot \text{m}] \quad (5.43)$$

$$\rho_{\text{Pt}}(T) = 3.84 \cdot 10^{-10}(T - 300) + 1.071 \cdot 10^{-7} [\Omega \cdot \text{m}] \quad (5.44)$$

$$\rho_{\text{Au}}(T) = 8.38 \cdot 10^{-11}(T - 300) + 2.279 \cdot 10^{-8} [\Omega \cdot \text{m}] \quad (5.45)$$

$$\rho_{\text{Ni}}(T) = 5.8 \cdot 10^{-13}(T - 300)^2 + 4.08 \cdot 10^{-10}(T - 300) + 7.19 \cdot 10^{-8} [\Omega \cdot \text{m}] \quad (5.46)$$

$$\rho_{\text{Cu}}(T) = 6.81 \cdot 10^{-11}(T - 300) + 1.726 \cdot 10^{-8} [\Omega \cdot \text{m}] \quad (5.47)$$

Wzór (5.43) pochodzi z pracy [140] i jest słuszny dla bardzo szerokiego zakresu temperatur (250–1100 K). Zależności (5.44–5.47) wyznaczono na podstawie wartości oporności elektrycznej dla temperatur z przedziału od 200 K do 500 K podanych w pracy [319] (strony 2121–2122). Dla stopu AuGe przewodność elektryczna wynosi  $10^8/(\Omega \cdot \text{m})$  [141]. Z uwagi na brak danych w literaturze, które pozwoliłyby mi oszacować wpływ temperatury na ten parametr, przyjęto, że jest on stały. Jako niezależną od temperatury przyjęto również przewodność elektryczną stopu AuZn równą  $10^6/(\Omega \cdot \text{m})$  [142].

W przypadku indu wartość przewodności elektrycznej wynosi  $1.392 \cdot 10^7/(\Omega \cdot \text{m})$  [143]. Przyjęto, że nie ulega ona zmianom wraz z temperaturą.

### Materiały dielektryczne

Przyjęta do symulacji wartość przewodności elektrycznej dla amorficznego krzemu to  $3 \cdot 10^{-3}/(\Omega \cdot \text{m})$  pochodzi z pracy [144], gdzie została podana dla 310 K. Założono, że nie ulega ona zmianie wraz z temperaturą.

Dla  $\text{SiO}_2$  do obliczenia oporności elektrycznej stosowana jest zależność (5.48), którą wyznaczono w oparciu o dane zamieszczone w tabeli 293 na stronie 962 w pracy [145]. Wzór ten jest poprawny dla temperatur niższych niż 600 K.

$$\rho_{\text{SiO}_2}(T) = 10^8 \left( \frac{300}{T} \right)^{9.92} [\Omega \cdot \text{m}] \quad (5.48)$$

Wartość przewodności elektrycznej dla  $\text{TiO}_2$  stosowana w obliczeniach to  $1 \cdot 10^{-8}/(\Omega \cdot \text{m})$  [146]. Przyjęto, że nie ulega ona zmianie wraz z temperaturą.

Przewodność elektryczna  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dla 300 K wynosi  $1 \cdot 10^{-12}/(\Omega \cdot \text{m})$  [147]. Przyjęto, że nie ulega ona zmianie wraz z temperaturą.

Również niezależna od temperatury jest przyjęta do obliczeń przewodność elektryczna  $\text{Al}_x\text{O}_y$ , która wynosi  $1 \cdot 10^{-7}/(\Omega \cdot \text{m})$  [148].

Wartości oporności elektrycznej  $\text{SiN}_x$  dla temperatury pokojowej podawane w literaturze wynoszą od  $10^{10}$  do  $10^{14} \Omega \cdot \text{m}$  [149–151]. Dokonując uśrednienia przyjęto, że  $\rho_{\text{SiN}_x} = 10^{12} \Omega \cdot \text{m}$ . Ponadto założono, że wartość ta nie ulega zmianom wraz z temperaturą.

Przewodność elektryczna diamentu dla 300 K wynosi  $1 \cdot 10^{-13}/(\Omega \cdot \text{m})$  [152]. W obliczeniach przyjęto, że nie ulega ona zmianie wraz z temperaturą.

### Obszar czynny InGaAsP/InGaAsP

Współczynnik rekombinacji monomolekularnej dla InGaAsP można znaleźć w pracach [153–159], gdzie wynosi on od  $1 \cdot 10^8/\text{s}$  do  $5 \cdot 10^8/\text{s}$ . Najczęściej podawaną wartością tego parametru jest  $1 \cdot 10^8/\text{s}$ . Jest to jednocześnie wartość pojawiająca się

w pracach opublikowanych w ciągu ostatnich kilku lat. Te dwa czynniki przesądziły o tym, że przyjęta w tej pracy wartość współczynnika rekombinacji monomolekularnej w temperaturze 300 K dla InGaAsP wynosi  $1 \cdot 10^8$ /s. Dodatkowo, obowiązuje zależność (5.49), którą oszacowano na podstawie rysunku 1 zamieszczonego w pracy [158].

$$A(T) = A(300 \text{ K}) \left( \frac{T}{300} \right) \left[ \frac{1}{\text{s}} \right] \quad (5.49)$$

Wartość współczynnika rekombinacji bimolekularnej dla InGaAsP waha się od  $8.6 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$  do  $2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  [155–166], przy czym wartości skrajne występują zaledwie w pojedynczych pracach. Po ich odrzuceniu przedział dla tego parametru ulega drastycznemu zawężeniu: od  $1 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  do  $1.2 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ . Wartość współczynnika rekombinacji bimolekularnej w temperaturze 300 K dla InGaAsP jaką przyjęto do obliczeń, to dolny kres tego przedziału. Decydującym czynnikiem była zdecydowanie większa liczba wystąpień tej wartości w cytowanych pracach. Podobnie jak dla współczynnika rekombinacji monomolekularnej, uwzględniony został wpływ temperatury na wartość parametru rekombinacji promienistej. Na podstawie prac [158, 164] uznano, że zależność ta powinna mieć następującą postać:

$$B(T) = B(300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{1.5} \left[ \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right] \quad (5.50)$$

Wartości współczynnika rekombinacji Auger dla InGaAsP podane w pracach [154–165] należą do bardzo szerokiego przedziału od  $3.5 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$  do  $1.1 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^6/\text{s}$ . Tak jak miało to miejsce w przypadku współczynnika rekombinacji promienistej, postanowiono odrzucić skrajne wartości, w wyniku czego otrzymano nowy przedział dla współczynnika rekombinacji Auger: od  $3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$  do  $5 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ . Niemal 50% wartości podanych w literaturze i mieszczących się w tym przedziale stanowi jego dolny kres i właśnie z tego powodu wartość  $3 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$  wybrano jako współczynnik rekombinacji Auger w temperaturze 300 K dla InGaAsP. Jego zależność od temperatury ustalono na podstawie rysunku 1 z pracy [158]:

$$C(T) = C(300 \text{ K}) \left( \frac{T}{300} \right)^{1.5} \left[ \frac{\text{cm}^6}{\text{s}} \right] \quad (5.51)$$

Na wartości współczynnika dyfuzji ambipolarnej dla InGaAsP natrafiono jedynie w kilku pracach [166–168], gdzie wynoszą one od  $4 \text{ cm}^2/\text{s}$  do  $7.2 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Jako wartość współczynnika dyfuzji ambipolarnej w temperaturze 300 K dla InGaAsP zastosowano wartość średnią równą  $5.7 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Do obliczeń przyjęta została liniowa zależność tego parametru od temperatury [169]:

$$D(T) = D(300 \text{ K}) \left( \frac{T}{300} \right) \left[ \frac{\text{cm}^2}{\text{s}} \right] \quad (5.52)$$



### Obszar czynny InAsP/InGaAsP

Współczynnik rekombinacji monomolekularnej dla InAsP dla temperatury pokojowej można znaleźć w tabeli 1 w pracy [170], gdzie wynosi on  $4.5 \cdot 10^7$ /s. Na podstawie rysunku 2 ukazanego w tej publikacji oszacowano, że wraz z temperaturą wartość tego parametru zmienia się w następujący sposób:

$$A(T) = A(300 \text{ K}) - 6 \cdot 10^4 (T - 300) \left[ \frac{1}{\text{s}} \right] \quad (5.53)$$

W tej samej pracy podany został współczynnik rekombinacji bimolekularnej dla InAsP. Zauważono, że jego wartość nie ulega znaczącym zmianom wraz z temperaturą i dla szerokiego jej przedziału wynosi  $7.2 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Wartość współczynnika rekombinacji Auger dla InAsP dla temperatury pokojowej zamieszczona w pracy [170] to  $5.1 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ . W oparciu o dane z tabeli 1 pochodzącej z tego źródła przyjęto, że powyżej 280 K wpływ temperatury na ten parametr można przybliżyć zależnością:

$$C(T) = C(300 \text{ K}) + 7 \cdot 10^{-31} (T - 300) + 2 \cdot 10^{-32} (T - 300)^2 \left[ \frac{\text{cm}^6}{\text{s}} \right] \quad (5.54)$$

Współczynnik dyfuzji ambipolarnej dla InAsP według autorów pracy [171] wynosi  $2.29 \text{ cm}^2/\text{s}$ . Podobnie, jak w przypadku InGaAsP, zmiany tego parametru wraz z temperaturą opisuje zależność (5.52).

### Obszar czynny AlGaInAs/AlGaInAs

Współczynnik rekombinacji monomolekularnej dla AlGaInAs w temperaturze pokojowej można znaleźć w pracach [154, 172, 173], gdzie wynosi on od  $6.7 \cdot 10^8/\text{s}$  do  $2.5 \cdot 10^8/\text{s}$ . Przyjęta w niniejszej pracy wartość współczynnika rekombinacji monomolekularnej w temperaturze 300 K dla AlGaInAs wynosi  $2.6 \cdot 10^8/\text{s}$ . Na podstawie tabeli 1 ukazanej w pracy [173] oszacowano, że wraz z temperaturą wartość tego parametru zmienia się w następujący sposób:

$$A(T) = A(300 \text{ K}) + 1.2 \cdot 10^6 (T - 300) \left[ \frac{1}{\text{s}} \right] \quad (5.55)$$

Wartość współczynnika rekombinacji bimolekularnej dla AlGaInAs w 293 K wynosi  $4.0 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  [173], natomiast wyznaczona przeze mnie zależność tego parametru od temperatury na podstawie danych z tej samej pracy ma postać:

$$B(T) = B(300 \text{ K}) - 5.5 \cdot 10^{-12} (T - 300) \left[ \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right], \quad (5.56)$$

gdzie:  $B(300 \text{ K}) = 3.8 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$ .

Wartości współczynnika rekombinacji Auger dla AlGaInAs w temperaturze pokojowej pochodzące z prac [154, 173–176] należą do bardzo szerokiego zakresu od  $3.5 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$  do  $5.0 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ , przy czym wartość tego parametru w większości przypadków jest tego samego rzędu co górny kres podanego przedziału. Wyznaczona przeze mnie zależność tego parametru od temperatury na podstawie danych z pracy [173] ma postać:

$$C(T) = C(300 \text{ K}) + 7.5 \cdot 10^{-30} (T - 300) \left[ \frac{\text{cm}^6}{\text{s}} \right], \quad (5.57)$$

gdzie:  $C(300 \text{ K}) = 5.5 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6/\text{s}$ .

Współczynnik dyfuzji ambipolarnej dla AlGaInAs wynosi  $3 \text{ cm}^2/\text{s}$  [177]. Podobnie, jak w przypadku InGaAsP i InAsP, przyjęto, że zmiany tego parametru wraz z temperaturą można opisać zależnością (5.52).

### Obszar czynny In(Ga)As/GaAs

Współczynnik rekombinacji monomolekularnej dla obszaru czynnego In(Ga)As/GaAs można znaleźć w pracach [178–180], gdzie wynosi on od  $1 \cdot 10^7/\text{s}$  do  $4 \cdot 10^8/\text{s}$ . W niektórych pracach [181, 182] przy rozwiązywaniu równania dyfuzji parametr ten jest pomijany z uwagi na małą gęstość defektów punktowych generujących poziomy pułapkowe w kropkach kwantowych i ich pobliżu [183], brak obserwowanego przesunięcia Stokesa (ang. *Stokes shift* — przesunięcie maksimum pasma absorpcji względem pasma emisji dla tego samego stanu wzbudzonego) w widmie fotoluminescencji [184, 185] oraz znikomą niepromienistą rekombinację towarzyszącą przejściom do stanu podstawowego [186, 187]. Dokonując uśrednienia, przyjęto, że w niniejszej pracy wartość współczynnika rekombinacji monomolekularnej w temperaturze 300 K dla obszaru czynnego In(Ga)As/GaAs równą  $7 \cdot 10^7/\text{s}$ . Zmiany tego parametru wraz z temperaturą opisuje zależność (5.58), którą oszacowano na podstawie rysunku 2 zamieszczonego w pracy [178].

$$A(T) = A(300 \text{ K}) \left( \frac{T}{300} \right)^4 \left[ \frac{1}{\text{s}} \right] \quad (5.58)$$

Wartość współczynnika rekombinacji bimolekularnej dla obszaru czynnego In(Ga)As/GaAs waha się od  $2.2 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^3/\text{s}$  do  $1.5 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^3/\text{s}$  [179–181, 188, 189]. Po odrzuceniu wartości stanowiącej dolny kres tego przedziału, która różni się o dwa rzędy od reszty danych oraz uśrednieniu pozostałych wartości otrzymano wartość współczynnika rekombinacji bimolekularnej w temperaturze 300 K dla obszaru czynnego In(Ga)As/GaAs równą  $8.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$ . Podobnie jak dla współczynnika rekombinacji monomolekularnej, uwzględniony został wpływ temperatury na wartość

parametru rekombinacji promienistej. Na podstawie rysunku 3a z pracy [181] przyjęto następującą postać tej zależności:

$$B(T) = B(300\text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right) \left[ \frac{\text{cm}^3}{\text{s}} \right] \quad (5.59)$$

Warto w tym miejscu dodać, że przewidywany przez teorię wpływ temperatury na ten parametr ma postać  $B \propto T^{-1.5}$  [178, 190].

Wartości współczynnika rekombinacji Auger dla obszaru czynnego In(Ga)As/GaAs podane w pracach [179–181, 188] należą do przedziału od  $5 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$  do  $7 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ . Otrzymana w wyniku uśrednienia wartość przyjęta do obliczeń wynosi  $3.6 \cdot 10^{-29} \text{ cm}^6/\text{s}$ . Na podstawie rysunku 3 zamieszczonego w pracy [178] przyjęto, że wpływ temperatury na ten parametr można zaniedbać.

Wartość współczynnika dyfuzji ambipolarnej dla obszaru czynnego In(Ga)As/GaAs wynosi  $0.1 \text{ cm}^2/\text{s}$  [191, 192]. Podobnie jak w przypadku współczynnika rekombinacji Auger przyjęto w obliczeniach, że parametr ten nie zależy od temperatury.

## 5.2 Parametry stosowane w modelu termicznym

W celu wyznaczenia rozkładu temperatury w modelowanej strukturze, niezbędna jest znajomość wartości przewodności cieplnych materiałów, z których składa się laser oraz zmiany tej wielkości wraz z temperaturą. W dalszej części tego podrozdziału podane zostały wzory opisujące przewodność cieplną materiałów występujących w strukturach laserowych modelowanych w niniejszej pracy, natomiast w tabeli 5.4 zestawione zostały wartości rezystywności i przewodności cieplnych półprze-

**Tablica 5.4:** Rezystywności i przewodności cieplne półprzewodnikowych materiałów dwuskładnikowych dla 300 K

material	$r$ [cm·K/W]	$k$ [W/(m·K)]
InP	1.47 [193]	68 [193]
GaP	1.30 [194]	77 [194]
GaAs	2.27 [195]	44 [195]
AlAs	1.10 [196]	91 [196]
InAs	3.70 [197]	26.5 [197]

wodnikowych materiałów dwuskładnikowych dla 300 K. Parametry nieliniowości stosowane we wzorze (5.60) do wyznaczenia przewodności cieplnej  $k_{ABC}$  materiałów trójskładnikowych  $A_x B_{1-x} C$  znajdują się w tabeli 5.5.

$$k_{ABC} = \frac{1}{r_{ABC}} = \frac{1}{x r_{AC} + (1-x) r_{BC} - x(1-x) C_{ABC}}, \quad (5.60)$$

**Tablica 5.5:** Parametry nieliniowości dla rezystywności cieplnych niezbędnych do obliczenia przewodności cieplnej półprzewodnikowych materiałów trójskładnikowych.

materiał	$C_r$ [cm·K/W]
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{P}$	-19.9 [198]
$\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$	-34.0 [199]
$\text{Ga}_x\text{As}_{1-x}\text{P}$	-21.6 [200]
$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	-30.0 [196, 201]
$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	-78.8 [202]
$\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$	-80.0 [203, 330]

gdzie:  $r_{AC}$  oraz  $r_{BC}$  — rezystywności cieplne materiałów dwuskładnikowych,  $r_{ABC}$  — rezystywność cieplna materiału trójskładnikowego,  $C_{ABC}$  — parametr nieliniowości.

Mając dane rezystywności cieplne materiałów dwuskładnikowych oraz parametry nieliniowości za pomocą wzoru (5.61) [204] można obliczyć przewodność cieplną materiału czteroskładnikowego:

$$k_{ABCD} = \frac{1}{r_{ABCD}} = \frac{1}{r_{ABCD,\text{lin}} + r_{ABCD,\text{bow}}}, \quad (5.61)$$

gdzie:  $r_{ABCD}$  — rezystywność cieplna materiału czteroskładnikowego. Wielkości  $r_{ABCD,\text{lin}}$  oraz  $r_{ABCD,\text{bow}}$  dla materiałów czteroskładnikowych  $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$  można obliczyć ze wzorów (5.62) i (5.63):

$$r_{ABCD,\text{lin}} = xy r_{AC} + x(1-y)r_{AD} + (1-x)yr_{BC} + (1-x)(1-y)r_{BD} \quad (5.62)$$

$$r_{ABCD,\text{bow}} = -x(1-x)(yC_{ABC} + (1-y)C_{ABD}) + -y(1-y)(xC_{ACD} + (1-x)C_{BCD}), \quad (5.63)$$

natomiast w przypadku materiałów czteroskładnikowych  $A_xB_yC_{1-x-y}D$  stosuje się wzory (5.64) i (5.65):

$$r_{ABCD,\text{lin}} = xr_{AD} + yr_{BD} + (1-x-y)r_{CD} \quad (5.64)$$

$$r_{ABCD,\text{bow}} = -xyC_{ABD} - x(1-x-y)C_{ACD} + -y(1-x-y)C_{BCD}. \quad (5.65)$$

## InP

Przewodność cieplną InP w przedziale temperatur od 300 do 750 K można obliczyć ze wzoru (5.66) zamieszczonego w pracy [204] (zależność ta została wyznaczona

na podstawie danych pochodzących z pracy [193]).

$$k_{\text{InP}}(T) = \frac{100}{1.47 + \frac{T-300}{111}} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.66)$$

Dla temperatur poniżej 300 K do wyznaczenia przewodności cieplnej InP posłuży następująca zależność [205]:

$$k_{\text{InP}}(T) = k_{\text{InP}}(300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{1.5} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.67)$$

### GaAs

Przewodność cieplną GaAs opisuje równanie [195]:

$$k_{\text{GaAs}}(T) = 44 \left( \frac{300}{T} \right)^{1.25} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.68)$$

Wzór ten obowiązuje dla bardzo szerokiego zakresu temperatur (300–900 K). Poniżej 300 K należy korzystać z zależności [200]:

$$k_{\text{GaAs}}(T) = 44 \left( \frac{300}{T} \right)^{1.5} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.69)$$

### AlAs

W celu wyznaczenia przewodności cieplnej AlAs dla danej temperatury należy skorzystać ze wzoru [204, 206]:

$$k_{\text{AlAs}}(T) = 91 \left( \frac{300}{T} \right)^{1.25} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.70)$$

### InAs

Przewodność cieplną InAs w przedziale temperatur 300–650 K można obliczyć ze wzoru (5.71) zamieszczonego w pracy [204] (zależność ta została wyznaczona na podstawie danych pochodzących z pracy [197]).

$$k_{\text{InAs}}(T) = 26.5 \left( \frac{300}{T} \right)^{1.234} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.71)$$

### InAsP

Przewodność cieplną  $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}$  dla temperatury 300 K można obliczyć ze wzoru [204, 330]:

$$k_{\text{InAsP}}(x, 300 \text{ K}) = \frac{100}{1.47 + 36.23x - 34.0x^2} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.72)$$

Na podstawie rysunku 1 zamieszczonego w pracy [207] oszacowano, że w przedziale temperatur 300–600 K przewodność cieplną InAsP w zależności od temperatury można wyrazić w następujący sposób:

$$k_{\text{InAsP}}(T) = k_{\text{InAsP}}(x, 300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{0.85} \quad (5.73)$$

### InGaAs

W przypadku  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  przewodność cieplną dla temperatury 300 K można obliczyć ze wzoru [204, 330]:

$$k_{\text{InGaAs}}(x, 300 \text{ K}) = \frac{100}{2.27 + 80.23x - 78.8x^2} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.74)$$

Na podstawie danych pochodzących z pracy [208] oszacowano, że w przedziale temperatur 200–600 K przewodność cieplna InGaAs zależy od temperatury w następujący sposób:

$$k_{\text{InGaAs}}(T) = k_{\text{InGaAs}}(x, 300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{0.60} \quad (5.75)$$

### AlGaAs

Przewodność cieplną  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  w zależności od zawartości aluminium w temperaturze 300 K można obliczyć korzystając z zależności [204, 206, 330]:

$$k_{\text{AlGaAs}}(x, 300 \text{ K}) = \frac{100}{2.27 + 28.83x - 30.0x^2} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.76)$$

Wraz ze wzrostem temperatury przewodność cieplna AlGaAs zmienia się w następujący sposób [195]:

$$k_{\text{AlGaAs}}(T) = k_{\text{AlGaAs}}(x, 300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{1.25} \quad (5.77)$$

### AlInAs

W przypadku  $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  przewodność cieplną dla temperatury 300 K można obliczyć ze wzoru [204, 330]:

$$k_{\text{AlInAs}}(x, 300 \text{ K}) = \frac{100}{3.70 + 77.40x - 80.0x^2} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.78)$$

Na podstawie rysunku 2 zamieszczonego w pracy [209] oszacowano, że w przedziale temperatur 100–400 K przewodność cieplną AlInAs w zależności od temperatury można obliczyć z następującej zależności:

$$k_{\text{AlInAs}}(T) = k_{\text{AlInAs}}(x, 300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{1.18} \quad (5.79)$$

### InGaAsP

W celu obliczenia przewodności cieplnej  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  dla temperatury 300 K można posłużyć się wzorem [204, 330]:

$$k_{\text{InGaAsP}}(x, y, 300 \text{ K}) = \frac{1}{r_{\text{InGaAsP}}(x, y, 300 \text{ K})}, \quad (5.80)$$

gdzie:

$$r_{\text{InGaAsP}}(x, y, 300 \text{ K}) = 1.30 + 20.07x + 22.57y - 19.9x^2 + 72.56xy + \\ - 21.6y^2 - 58.9x^2y - 12.4xy^2 \left[ \frac{\text{cm} \cdot \text{K}}{\text{W}} \right] \quad (5.81)$$

Wpływ temperatury na przewodność cieplną InGaAsP opisuje zależność (5.82) podana na stronie 59 w pracy [120]:

$$k_{\text{InGaAsP}}(T) = k_{\text{InGaAsP}}(x, y, 300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{1.375} \quad (5.82)$$

### AlGaInAs

W celu obliczenia przewodności cieplnej  $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}$  dla temperatury 300 K można posłużyć się wzorem [204, 330]:

$$k_{\text{AlGaInAs}}(x, y, 300 \text{ K}) = \frac{1}{r_{\text{AlGaInAs}}(x, y, 300 \text{ K})}, \quad (5.83)$$

gdzie:

$$r_{\text{AlGaInAs}}(x, y, 300 \text{ K}) = 3.70 + 77.40x + 77.37y - 80.0x^2 + \\ - 128.8xy - 78.8y^2 \left[ \frac{\text{cm} \cdot \text{K}}{\text{W}} \right] \quad (5.84)$$

Na podstawie rysunku 1 zamieszczonego w pracy [210] oszacowano, że w przedziale temperatur 300–600 K przewodność cieplną AlGaInAs w zależności od temperatury można wyrazić w następujący sposób:

$$k_{\text{AlGaInAs}}(T) = k_{\text{AlGaInAs}}(x, y, 300 \text{ K}) \left( \frac{300}{T} \right)^{0.36} \quad (5.85)$$

### Metale

Zależności przewodności cieplnych od temperatury dla metali wyznaczono na podstawie danych zamieszczonych w rozdziale 12 w pracy [319]. Zależności (5.86–5.90) są poprawne dla przedziału temperatur od 200 do 500 K. Przewodność cieplna

stopu AuGe (88% Au, 12% Ge) w temperaturze pokojowej wynosi 88.34 W/(m·K) [143]. Z uwagi na brak danych opisujących wpływ temperatury na ten parametr przyjęto, że w obliczeniach jego wartość będzie stała. Identyczne założenie przyjęto w przypadku AuZn, którego przewodność cieplna w 300 K to 110.3 W/(m·K) [211]. W przypadku indu wartość przewodności cieplnej dla temperatury pokojowej wynosi 84 W/(m·K) [212]. Przyjęto, że nie ulega ona zmianie wraz z temperaturą. Zbliżona wartość (87 W/(m·K)) dla tego parametru stosowana jest np. w pracy [337].

$$k_{\text{Ti}}(T) = 22.00 \left( \frac{300}{T} \right)^{0.24} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.86)$$

$$k_{\text{Pt}}(T) = 3.6 \cdot 10^{-5} (T - 300)^2 - 4 \cdot 10^{-3} (T - 300) + 71.7 \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.87)$$

$$k_{\text{Au}}(T) = -0.064 (T - 300) + 317.1 \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.88)$$

$$k_{\text{Ni}}(T) = 90.3 \left( \frac{300}{T} \right)^{0.423} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.89)$$

$$k_{\text{Cu}}(T) = 400.8 \left( \frac{300}{T} \right)^{0.073} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.90)$$

## Materiały dielektryczne

Zależność przewodności cieplnej od temperatury dla SiO<sub>2</sub> wyznaczono na podstawie danych zamieszczonych w rozdziale 12 w pracy [319]. Zakres stosowalności wzoru (5.91) to 200–370 K.

$$k_{\text{SiO}_2}(T) = 0.0022 (T - 300) + 1.44 \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.91)$$

Nieco bardziej złożoną postać ma wyznaczona przeze mnie zależność (5.92) umożliwiająca obliczenie przewodności cieplnej amorficznego krzemu dla temperatury z przedziału 80–570 K. Do wyprowadzenia wzoru (5.92) posłużyły wartości podane w pracy [213].

$$k_{\alpha\text{-Si}}(T) = -7.5 \cdot 10^{-6} (T - 300)^2 + 1.5 \cdot 10^{-3} (T - 300) + 0.98 \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.92)$$

W przypadku TiO<sub>2</sub>, zależność przewodności cieplnej od temperatury w przedziale od 300 do 470 K ma postać:

$$k_{\text{TiO}_2}(T) = 8.424 \left( \frac{300}{T} \right)^{0.668} \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.93)$$

Wzór (5.93) otrzymano korzystając z danych zamieszczonych na rysunku 4 w pracy [214].



Wartości przewodności cieplnej dla  $\text{SiN}_x$  podawane w literaturze to: 2.1, 2.23 oraz 5.5 W/(m·K) [215–217]. Ostatnia z nich jest wyraźnie większa od poprzednich, gdyż zmierzono ją dla amorficznej postaci tego materiału. W modelu termicznym stosowana była wartość pierwsza, pochodząca z niedawno (2007 rok) opublikowanej pracy (artykuł podający drugą wartość ukazał się w 2000 roku).

Dla  $\text{Al}_2\text{O}_3$  przyjęto, że współczynnik przewodności cieplnej wynosi 2.5 W/(m·K) [218]. Ponadto założono, że wartość tego parametru nie zależy od temperatury.

W przypadku  $\text{Al}_x\text{O}_y$  stosowana przez mnie wartość przewodności cieplnej wynosi 0.7 W/(m·K) [219]. Ponadto założono, że wartość tego parametru nie zależy od temperatury.

Przewodność cieplna diamentu dla 300 K wynosi 1200 W/(m·K) [220, 221]. Dodatkowo, na podstawie rysunku 1 zamieszczonego w pracy [222] oszacowano, że w przedziale temperatur 100–400 K wartość tego parametru jest odwrotnie proporcjonalna do temperatury. Można zatem zapisać następującą zależność:

$$k_{\text{diam}}(T) = 1200 \left( \frac{300}{T} \right) \left[ \frac{\text{W}}{\text{m}\cdot\text{K}} \right] \quad (5.94)$$

### 5.3 Parametry stosowane w modelu wzmocnienia

W celu wyznaczenia rozkładu wzmocnienia optycznego w płaszczyźnie obszaru czynnego lasera, obok znajomości rozkładów koncentracji nośników oraz temperatury, konieczna jest także znajomość takich parametrów charakteryzujących obszar czynny, jak: przerwy energetyczne oraz masy efektywne elektronów, dziur lekkich i ciężkich dla studni kwantowych oraz barier, nieciągłości pasma przewodnictwa i walencyjnego, odległość pasma odszczepionego i fazowy współczynnik załamania dla materiału, z którego wykonane są studnie kwantowe, a także czas życia emisji wymuszonej.

Sposób wyznaczania przerwy energetycznej, mas efektywnych elektronów i dziur oraz odległości pasma odszczepionego dla InGaAsP, InAsP, AlGaInAs oraz In(Ga)As opisany został w części poświęconej danym materiałowym przyjętym w modelu elektrycznym. W dalszej części tego podrozdziału znajduje się opis dotyczący pozostałych parametrów niezbędnych do obliczenia wzmocnienia.

#### Obszar czynny InGaAsP/InGaAsP

Przyjęty do obliczeń stosunek nieciągłości pasma przewodnictwa do walencyjnego na styku studni kwantowej i bariery wykonanych z InGaAsP wynosi 56:44 [223]. Dla styku bariery z warstwą dystansującą utworzoną z InP stosunek ten wynosi 40:60 [154, 224, 225]. Przyjęta do obliczeń wartość fazowego współczynnika załamania dla studni kwantowej dla 300 K wynosi 3.6 [226], a jego zmiany wraz z temperaturą

opisane są zależnością  $\partial n_R/\partial T = 3 \cdot 10^{-4}/K$  [227]. Ostatnim z parametrów niezbędnych do obliczenia wzmocnienia osiąganego w obszarze czynnym modelowanej struktury jest czas życia emisji wymuszonej. Do obliczeń przyjęto, że  $\tau = 0.15$  ps [228, 229].

### Obszar czynny InAsP/InGaAsP

Podawane w literaturze wartości stosunku nieciągłości pasma przewodnictwa do walencyjnego na styku studni kwantowej utworzonej z InAsP i bariery wykonanej z InGaAsP wynoszą od 50:50 do 70:30 [230, 231, 300]. Dokonując uśrednienia przyjęto w obliczeniach wartość równą 60:40. Dla InGaAsP-InP parametr ten wynosi 40:60 [154, 224, 225]. Przyjęta do obliczeń wartość fazowego współczynnika załamania dla studni kwantowej dla 300 K to 3.45 [232, 233]. Przyjęto ponadto, że podobnie jak dla InGaAsP, zmiany tego parametru wraz z temperaturą można opisać jako  $\partial n_R/\partial T = 3 \cdot 10^{-4}/K$ . Czas życia emisji wymuszonej w przypadku studni kwantowych wykonanych z InAsP to  $\tau = 0.12$  ps [234].

### Obszar czynny AlGaInAs/AlGaInAs

Stosunek nieciągłości pasma przewodnictwa do walencyjnego na styku studni kwantowej i bariery wykonanych z AlGaInAs wynosi 72:28 [235]. Identyczna wartość podawana jest dla pary AlGaInAs-InP [236–238, 347]. Fazowy współczynnik załamania dla studni kwantowej utworzonej z AlGaInAs to 3.53 [239], a jego zmiany wraz z temperaturą można opisać jako  $\partial n_R/\partial T = 3 \cdot 10^{-4}/K$  [240]. Przyjęty do obliczeń czas życia emisji wymuszonej wynosi  $\tau = 0.1$  ps [241].

### Obszar czynny In(Ga)As/GaAs

Stosunek nieciągłości pasma przewodnictwa do walencyjnego na styku studni kwantowej wykonanej z  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  oraz kropki kwantowej utworzonej z  $\text{In}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}\text{As}$  [242] wynosi 80:20 [242, 243]. Analogiczne wartości dla par warstw  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}/\text{GaAs}$  oraz  $\text{In}_{0.50}\text{Ga}_{0.50}\text{As}/\text{GaAs}$  wynoszą odpowiednio 60:40 [244–247] oraz 50:50 [248]. Fazowy współczynnik załamania dla kropek kwantowych In(Ga)As wynosi 3.6 [249–252], a jego zmiany wraz z temperaturą można opisać jako  $\partial n_R/\partial T = 1.9 \cdot 10^{-4}/K$  [253].

## 5.4 Parametry stosowane w modelu optycznym

Do przeprowadzenia obliczeń w modelu optycznym niezbędna jest znajomość wartości wielkości fizycznych charakteryzujących własności optyczne warstw składających się na rezonator oraz warstw tworzących zwierciadła braggowskie. Wielkościami tymi są fazowy  $n_R$  i grupowy  $n_g$  współczynnik załamania, a także współczynnik absorpcji  $\alpha$  promieniowania.

Grupowy współczynnik załamania można obliczyć mając dany fazowy współczynnik załamania i wiedząc jak zmienia się on wraz z długością fali (strona 203 w pracy [254]):

$$n_g = \frac{n_R}{1 + \frac{\lambda}{n_R} \frac{\partial n_R}{\partial \lambda}} \quad (5.95)$$

## InP

Dla InP fazowy współczynnik załamania obliczany jest ze wzoru (5.96) [255]. Wzór ten jest poprawny, gdy długość fali zawiera się w przedziale od 1.2–1.6  $\mu\text{m}$ , a temperatura wynosi 298 K.

$$n_{R,\text{InP}}(\lambda, 298 \text{ K}) = \sqrt{7.233 + \frac{2.34\lambda^2}{\lambda^2 - 0.382}}, \quad (5.96)$$

gdzie:  $\lambda$  — długość fali (w tym oraz kolejnych wzorach należy ją podawać w  $\mu\text{m}$ ).

W pracy [255] podany został również wzór umożliwiający wyznaczenie zmian fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą dla zadanej długości fali:

$$\frac{\partial n_{R,\text{InP}}}{\partial T} = 2.6 \cdot 10^{-4} ((\lambda - 1.58)^2 + 0.73) \left[ \frac{1}{\text{K}} \right] \quad (5.97)$$

Ogólny wzór na fazowy współczynnik załamania dla InP, który uwzględnia wpływ temperatury ma zatem następującą postać:

$$n_{R,\text{InP}}(\lambda, T) = n_{R,\text{InP}}(\lambda, 298 \text{ K}) + \frac{\partial n_{R,\text{InP}}}{\partial T} (T - 298) \quad (5.98)$$

Współczynnik absorpcji promieniowania o długości fali z przedziału 1–2  $\mu\text{m}$  dla InP typu n można obliczyć ze wzoru [256]:

$$\alpha_{n\text{-InP}}(n) = 3.1 \cdot 10^{-18} n \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right], \quad (5.99)$$

gdzie:  $n$  — koncentracja elektronów w  $\text{cm}^{-3}$ .

Dla p-InP można stosować wzór [256]:

$$\alpha_{p\text{-InP}}(p, E) = 4.252 \cdot 10^{-16} \exp(-3.657E) p \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right], \quad (5.100)$$

gdzie:  $E$  — energia fotonu w eV,  $p$  — koncentracja dziur w  $\text{cm}^{-3}$ .

Na podstawie rysunku 2 zamieszczonego w pracy [257] oszacowano, że dla InP typu p:

$$\frac{\partial \alpha_{p\text{-InP}}}{\partial T} = 3.2 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{K}} \quad (5.101)$$

Podobnie, na podstawie rysunków 2 i 3 zaprezentowanych w pracy [258] założono, że dla n-InP:

$$\frac{\partial \alpha_{n\text{-InP}}}{\partial T} = 2.8 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{K}} \quad (5.102)$$

Powyższe zależności oszacowane zostały dla promieniowania o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$ .

Koncentracja swobodnych nośników w niedomieszkowanym InP mieści się w przedziale  $10^{15}$ – $10^{16}/\text{cm}^3$  [124]. Maksymalna wartość współczynnika absorpcji obliczona ze wzorów (5.99) i (5.100) wynosi mniej niż 0.13/cm. W modelu optycznym przyjęto, że parametr ten dla niedomieszkowanego InP wynosi 0.1/cm i nie ulega zmianom wraz z temperaturą.

## GaAs

Fazowy współczynnik załamania GaAs dla zadanej temperatury obliczyć można ze wzoru (5.103) [259]. Wzór ten można stosować, gdy długość fali nie przekracza 1.4  $\mu\text{m}$ .

$$n_{\text{R,GaAs}}(E, T) = \sqrt{A + \frac{0.015381}{\frac{E_0^2 - E^2}{1.239856^2}} + \frac{12.3615}{E_1^2 - \frac{E^2}{1.239856^2}}} \quad (5.103)$$

W powyższej zależności  $E$  oznacza energię fotonu w eV, natomiast pozostałe wielkości można obliczyć z następujących wzorów:

$$A = 7.3377 + 5.534 \cdot 10^{-4}T - 0.356 \cdot 10^{-6}T^2 \quad (5.104)$$

$$E_0 = 1.5192 + 0.02862 \left[ 1 - \text{ctgh} \left( \frac{15.9}{0.1723416T} \right) \right] + \\ + 0.03696 \left[ 1 - \text{ctgh} \left( \frac{33.6}{0.1723416T} \right) \right] \quad (5.105)$$

$$E_1^2 = 3.791 - 3.779 \cdot 10^{-4}T - 1.121 \cdot 10^{-6}T^2 \quad (5.106)$$

Na podstawie danych zamieszczonych w pracach [260–262] przyjęto, że współczynnik absorpcji promieniowania o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$  w domieszkowanym GaAs można wyznaczyć, korzystając z następujących wzorów:

$$\alpha_{\text{n,GaAs}}(n) = 6 \frac{n}{10^{18}} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.107)$$

$$\alpha_{\text{p,GaAs}}(p) = 15 \frac{p}{10^{18}} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.108)$$

Oszacowane przeze mnie na podstawie danych zamieszczonych w pracach [260, 263, 264] zmiany współczynnika absorpcji w domieszkowanym GaAs wraz z temperaturą wynoszą:

$$\frac{\partial \alpha_{\text{n,GaAs}}}{\partial T} = 2.4 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{K}} \quad (5.109)$$

$$\frac{\partial \alpha_{\text{p,GaAs}}}{\partial T} = 9.0 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{K}} \quad (5.110)$$

Na podstawie rysunku 3 zamieszczonego w pracy [263] wyznaczono następującą zależność umożliwiającą obliczenie współczynnika absorpcji w niedomieszkowanym GaAs dla zadanej temperatury:

$$\alpha_{i\text{-GaAs}}(T) = 1.2 \cdot 10^{-5}(T - 300)^2 + 6.3 \cdot 10^{-4}(T - 300) + 0.3 \left[ \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{K}} \right] \quad (5.111)$$

### InAs

Zależność fazowego współczynnika załamania InAs od długości fali dla 300 K ma postać:

$$n_{R,\text{InAs}}(\lambda, 300 \text{ K}) = -0.223\lambda + 3.835 \quad (5.112)$$

Wzór ten wyznaczono na podstawie danych pochodzących z pracy [265]. Przedział długości fal, dla którego wzór (5.112) daje poprawne wyniki to 1.25–1.35  $\mu\text{m}$ .

Uwzględniając to, że zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą dla InAs wynosi  $\partial n_R / \partial T = 3.1 \cdot 10^{-4} / \text{K}$  [266], otrzymujemy:

$$n_{R,\text{InAs}}(\lambda, T) = n_{R,\text{InAs}}(\lambda, 300 \text{ K}) + 3.1 \cdot 10^{-4}(T - 300) \quad (5.113)$$

### AlGaAs

Fazowy współczynnik załamania  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  o zawartości glinu nie mniejszej niż 0.176 można dla zadanej temperatury wyznaczyć ze wzoru (5.114) [259]. Wzór ten można stosować, gdy długość fali nie przekracza 3  $\mu\text{m}$ .

$$n_{R,\text{AlGaAs}}(E, T) = \sqrt{A + \frac{C_0}{E_0^2 - E^2} + \frac{C_1}{E_1^2 - E^2} + R} \quad (5.114)$$

W powyższej zależności  $E$  oznacza energię fotonu w eV, natomiast pozostałe wielkości można obliczyć z następujących wzorów:

$$A_0 = 5.9613 + 7.178 \cdot 10^{-4}T - 0.953 \cdot 10^{-6}T^2 \quad (5.115)$$

$$E_{\Gamma,\text{GaAs}} = 1.5192 + 0.02862 \left[ 1 - \text{ctgh} \left( \frac{15.9}{0.1723416T} \right) \right] +$$

$$+ 0.03696 \left[ 1 - \text{ctgh} \left( \frac{33.6}{0.1723416T} \right) \right] \quad (5.116)$$

$$(5.117)$$

$$E_{10}^2 = 4.7171 - 3.237 \cdot 10^{-4} T - 1.358 \cdot 10^{-6} T^2 \quad (5.118)$$

$$A = A_0 - 16.159x + 43.511x^2 - 71.317x^3 + 57.535x^4 - 17.451x^5 \quad (5.119)$$

$$\frac{1}{C_0} = 50.535 - 150.7x - 62.209x^2 + 797.16x^3 - 1125.0x^4 + 503.79x^5 \quad (5.120)$$

$$E_0 = \frac{E_{\Gamma, \text{GaAs}}}{1.239856} + 1.1308x + 0.1436x^2 \quad (5.121)$$

$$C_1 = 21.5647 + 113.74x - 122.5x^2 + 108.401x^3 - 47.318x^4 \quad (5.122)$$

$$E_1^2 = E_{10}^2 + 11.006x - 3.08x^2 \quad (5.123)$$

$$R = \frac{1.55 \cdot 10^{-3}(1-x)}{0.724 \cdot 10^{-3} - \frac{E^2}{1.239856^2}} + \frac{2.61 \cdot 10^{-4}x}{1.331 \cdot 10^{-3} - \frac{E^2}{1.239856^2}} \quad (5.124)$$

Na podstawie danych zamieszczonych w pracach [22, 262, 267] przyjęto, że współczynnik absorpcji promieniowania o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$  w AlGaAs typu n można opisać następującą zależnością:

$$\alpha_{n, \text{AlGaAs}}(n) = \left[ -3 + 9 \exp\left(\frac{-x}{1.2}\right) \right] \frac{n}{10^{18}} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.125)$$

Korzystając z rysunku 1 zamieszczonego w pracy [268] oszacowano, że współczynnik absorpcji promieniowania o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$  w AlGaAs typu p można obliczyć ze wzoru:

$$\alpha_{p, \text{AlGaAs}}(p) = \left[ 1.3 + 13.7 \exp\left(\frac{-x}{0.21}\right) \right] \frac{p}{10^{18}} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.126)$$

Zakładając, że analogicznie jak w GaAs zmiany współczynnika absorpcji w domieszkowanym AlGaAs wraz z temperaturą nie są zależne od koncentracji nośników, można zapisać następujące wzory opisujące te zmiany dla AlGaAs o dowolnej zawartości aluminium:

$$\frac{\partial \alpha_{n, \text{AlGaAs}}}{\partial T} = 0.4 \cdot 10^{-2} \left[ -3 + 9 \exp\left(\frac{-x}{1.2}\right) \right] \left[ \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{K}} \right] \quad (5.127)$$

$$\frac{\partial \alpha_{p, \text{AlGaAs}}}{\partial T} = 0.6 \cdot 10^{-2} \left[ 1.3 + 13.7 \exp\left(\frac{-x}{0.21}\right) \right] \left[ \frac{1}{\text{cm} \cdot \text{K}} \right] \quad (5.128)$$

## InGaAs

Na podstawie rysunku 8.21 zamieszczonego na stronie 168 w pracy [120] oszacowano, że fazowy współczynnik załamania InGaAs dopasowanego sieciowo do InP dla promieniowania o energii fotonów z przedziału 0.85–1.55 eV można obliczyć ze wzoru:

$$n_{R, \text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}}(E, 300 \text{ K}) = 0.276E^2 - 0.282E + 3.442 \quad (5.129)$$

W przypadku, gdy energia fotonów wynosi mniej niż przerwa energetyczna  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , do wyznaczania fazowego współczynnika załamania służy wzór [269]:

$$n_{\text{R},\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}(\lambda, 300 \text{ K}) = \sqrt{8.950 + \frac{2.054}{1 - \left[0.6245 \frac{1.424}{\lambda(1.424 - 1.501x + 0.436x^2)}\right]^2}} \quad (5.130)$$

Zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą dla  $\text{InGaAs}$  wynosi  $\partial n_{\text{R}}/\partial T = 1.9 \cdot 10^{-4}/\text{K}$  [253], a zatem:

$$n_{\text{R},\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}}(E, T) = n_{\text{R},\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}}(E, 300 \text{ K}) + 1.9 \cdot 10^{-4}(T - 300) \quad (5.131)$$

oraz

$$n_{\text{R},\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}(\lambda, T) = n_{\text{R},\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}}(\lambda, 300 \text{ K}) + 1.9 \cdot 10^{-4}(T - 300) \quad (5.132)$$

### AllnAs

Fazowy współczynnik załamania AllnAs dopasowanego sieciowo do InP dla promieniowania o długości fali z przedziału 1.0–2.5 eV można obliczyć ze wzoru [270]:

$$n_{\text{R},\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}}(\lambda, 300 \text{ K}) = \sqrt{8.6258 + \frac{1.2281\lambda^2}{\lambda^2 - 0.5417^2}} \quad (5.133)$$

Uwzględniając to, że zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą dla AllnAs wynosi  $\partial n_{\text{R}}/\partial T = 1.8 \cdot 10^{-4}/\text{K}$  [271], można zapisać następującą zależność:

$$n_{\text{R},\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}}(\lambda, T) = n_{\text{R},\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}}(\lambda, 300 \text{ K}) + 1.8 \cdot 10^{-4}(T - 300) \quad (5.134)$$

Współczynnik absorpcji promieniowania dla AllnAs typu p można obliczyć ze wzoru [272]:

$$\alpha_{\text{p},\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}}(p) = 1.5 \frac{p}{10^{17}} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.135)$$

Zmiany tego parametru wraz z temperaturą wynoszą  $\partial \alpha/\partial T = 3.2 \cdot 10^{-2}/(\text{cm} \cdot \text{K})$  [272].

### InGaAsP

Fazowy współczynnik załamania dla InGaAsP można obliczyć z równania (5.136) [273]. Równanie to wynika z modelu pojedynczego efektywnego oscylatora (SEO — ang. *Single Effective Oscillator*), który został zaproponowany przez Afromowitza [274].

$$n_{\text{R},\text{InGaAsP}} = \sqrt{1 + \frac{E_{\text{d}}}{E_0} + \frac{E^2 E_{\text{d}}}{E_0^3} + \frac{E^4 E_{\text{d}}}{2E_0^3(E_0^2 - E_{\text{g}}^2)} \ln \left( \frac{2E_0^2 - E_{\text{g}}^2 - E^2}{E_{\text{g}}^2 - E^2} \right)}, \quad (5.136)$$

gdzie:  $E_0$  — energia oscylatora,  $E_d$  — siła oscylatora,  $E$  — energia fotonu,  $E_g$  — przerwa energetyczna. Szczegółowy opis parametrów oscylatora  $E_d$  oraz  $E_0$  występujących w równaniu (5.136) można znaleźć w pracy [275]. Wartości tych parametrów dla  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  można obliczyć ze wzorów [273]:

$$E_d = 28.91 - 9.278y + 5.626y^2 \text{ [eV]} \quad (5.137)$$

$$E_0 = 3.391 - 1.652y + 0.863y^2 - 0.123y^3 \text{ [eV]} \quad (5.138)$$

Model SEO umożliwia wyznaczenie fazowego współczynnika załamania w półprzewodnikach, gdy energia fotonu jest mniejsza od ich przerwy energetycznej. Do obliczenia wpływu temperatury na tak wyznaczany współczynnik załamania pomocna jest zależność [276]:

$$\frac{\partial n_R}{\partial T} = \frac{\partial n_R}{\partial E_g} \frac{\partial E_g}{\partial T} + \frac{\partial n_R}{\partial E_0} \frac{\partial E_0}{\partial T} \quad (5.139)$$

Jak można zauważyć, w równaniu (5.139) nie występuje człon związany z parametrem  $E_d$ . Wynika to z przyjętego w pracy [276] założenia, że parametr ten nie ulega zmianom z temperaturą. Wpływu temperatury nie można jednak pominąć w przypadku drugiego z parametrów oscylatora:  $\partial E_0/\partial T = -0.56 \text{ meV/K}$  [277].

Współczynnik absorpcji promieniowania dla domieszkowanego InGaAsP można otrzymać z zależności (5.140) i (5.141) podanych w pracy [278], do wyprowadzenia których posłużono się rysunkiem 2.6b zamieszczonym w pracy [279].

$$\alpha_{n,\text{InGaAsP}}(n) = \frac{4.34 \cdot 10^{-19} n}{0.342 - 0.0172 \log_{10} n} \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.140)$$

$$\alpha_{p,\text{InGaAsP}}(p) = 9.9 \cdot 10^{-17} p \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right], \quad (5.141)$$

gdzie:  $n$  oraz  $p$  — koncentracje elektronów i dziur podane w  $1/\text{cm}^3$ .

Przyjęto ponadto, że do wyznaczania szybkości zmian współczynnika absorpcji wraz z temperaturą dla InGaAsP można stosować takie same wzory jak dla InP.

## AlGaInAs

Fazowy współczynnik załamania AlGaInAs dla promieniowania o energii fotonów  $E$  można obliczyć z równania (5.142) [280]:

$$n_{R,\text{AlGaInAs}}(E) = \sqrt{A_0 \left\{ f\left(\frac{E}{E_0}\right) + 0.5 \left[ \frac{E_0}{E_0 + \Delta_0} \right]^{1.5} f\left(\frac{E}{E_0 + \Delta_0}\right) \right\} + B_0}, \quad (5.142)$$



gdzie [281]:

$$A_0 = 2.9715 + 11.6407x + 1.5749y \quad (5.143)$$

$$B_0 = 8.7279 - 10.2892x + 4.62578y \quad (5.144)$$

$$E_0 = 1.424 + 1.455x + 0.191x^2 - 1.614y + 0.55y^2 + 0.043xy \quad (5.145)$$

$$\Delta_0 = 0.34 - 0.04x + 0.09y \quad (5.146)$$

$$f(\chi) = \frac{2 - \sqrt{1 + \chi} - \sqrt{1 - \chi}}{\chi^2} \quad (5.147)$$

W przypadku AlGaInAs zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą wynosi  $\partial n_R / \partial T = 3 \cdot 10^{-4} / \text{K}$  [240]. Można zatem zapisać, że:

$$n_{R, \text{AlGaInAs}}(\lambda, T) = n_{R, \text{AlGaInAs}}(\lambda, 300 \text{ K}) + 3 \cdot 10^{-4}(T - 300) \quad (5.148)$$

Współczynnik absorpcji promieniowania dla domieszkowanego AlGaInAs można otrzymać z poniższych zależności [282]:

$$\alpha_{n, \text{AlGaInAs}}(n) = 2 \cdot 10^{-18} n \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.149)$$

$$\alpha_{p, \text{AlGaInAs}}(p) = 13 \cdot 10^{-18} p \left[ \frac{1}{\text{cm}} \right] \quad (5.150)$$

Założono, że zmiany współczynnika absorpcji promieniowania wraz z temperaturą dla AlGaInAs typu p i n są identyczne jak dla p-AlInAs oraz n-InP.

Dla niedomieszkowanego AlGaInAs przyjęto identyczną wartość współczynnika absorpcji jak dla i-InP.

## Materiały dielektryczne

Do wyznaczania fazowego współczynnika załamania dla amorficznego krzemu ( $\alpha$ -Si) w 300 K zastosowano zależność (5.151) wyznaczoną przeze mnie na podstawie rysunku 2 zamieszczonego w pracy [283]. Jest ona poprawna dla długości fal należących do przedziału 1.15–1.34  $\mu\text{m}$ .

$$n_{R, \alpha\text{-Si}}(\lambda, 300 \text{ K}) = -0.28\lambda + 4.17 \quad (5.151)$$

Przyjęto, że zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą w  $\alpha$ -Si jest taka sama jak w zwykłym krzemie, która dla promieniowania o długości fali równej 1.3  $\mu\text{m}$  wynosi  $\partial n_{R, \text{Si}} / \partial T = 2.1 \cdot 10^{-4} / \text{K}$  [284]. Można zatem zapisać, że:

$$n_{R, \alpha\text{-Si}}(\lambda, T) = n_{R, \alpha\text{-Si}}(\lambda, 300 \text{ K}) + 2.1 \cdot 10^{-4}(T - 300) \quad (5.152)$$

Zależność fazowego współczynnika załamania od długości fali dla SiO<sub>2</sub> w 293 K jest następująca [285]:

$$n_{R, \text{SiO}_2}(\lambda, 293 \text{ K}) = \sqrt{1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}} \quad (5.153)$$

Wzór (5.153) obowiązuje dla długości fal z zakresu 0.21–3.71  $\mu\text{m}$ . Z rysunku 3 zamieszczonego w pracy [285] można odczytać, że dla przedziału 0.85–3.20  $\mu\text{m}$  zmiana fazowego współczynnika z temperaturą wynosi  $\partial n_{\text{R,SiO}_2}/\partial T = 1.1 \cdot 10^{-5}/\text{K}$ . Prowadzi to do następującej zależności:

$$n_{\text{R,SiO}_2}(\lambda, T) = n_{\text{R,SiO}_2}(\lambda, 293 \text{ K}) + 1.1 \cdot 10^{-5}(T - 293) \quad (5.154)$$

Zależność fazowego współczynnika załamania od długości fali dla  $\text{TiO}_2$  w 300 K jest następująca [286]:

$$n_{\text{R,TiO}_2}(\lambda, 300 \text{ K}) = \sqrt{5.913 + \frac{0.2441\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0803}} \quad (5.155)$$

Wzór ten jest słuszny dla promieniowania o długości fali z przedziału 0.43–1.5  $\mu\text{m}$ . W tej samej pracy podano, że  $\partial n_{\text{R,TiO}_2}/\partial T = 4 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ . Można zatem zapisać:

$$n_{\text{R,TiO}_2}(\lambda, T) = n_{\text{R,TiO}_2}(\lambda, 300 \text{ K}) + 4 \cdot 10^{-6}(T - 300) \quad (5.156)$$

W pracy [286] opisane zostały również zależności fazowego współczynnika załamania od długości fali (dla przedziału 0.2–5.5  $\mu\text{m}$ ) oraz od temperatury dla  $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Pierwsza z nich ma postać:

$$n_{\text{R,Al}_2\text{O}_3}(\lambda, 300 \text{ K}) = \sqrt{1 + \frac{1.4313493\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0726631^2} + \frac{0.65054713\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1193242^2} + \frac{5.3414021\lambda^2}{\lambda^2 - 18.028251^2}} \quad (5.157)$$

Zależność fazowego współczynnika załamania od temperatury dla tego materiału to  $\partial n_{\text{R,Al}_2\text{O}_3}/\partial T = 11.7 \cdot 10^{-6}/\text{K}$ . Można zatem zapisać:

$$n_{\text{R,Al}_2\text{O}_3}(\lambda, T) = n_{\text{R,Al}_2\text{O}_3}(\lambda, 300 \text{ K}) + 11.7 \cdot 10^{-6}(T - 300) \quad (5.158)$$

Fazowy współczynnik załamania dla  $\text{Al}_x\text{O}_y$  można obliczyć ze wzoru:

$$n_{\text{R,Al}_x\text{O}_y}(\lambda, 300 \text{ K}) = 0.30985 \exp\left(\frac{\lambda}{-0.2367}\right) + 1.52829, \quad (5.159)$$

który wyznaczono korzystając z danych zamieszczonych na rysunku 5 w pracy [287]. Powyższa zależność jest słuszna dla promieniowania o długości fali z przedziału 0.4–1.6  $\mu\text{m}$ . Ponadto założono, że wartość tego parametru nie zależy od temperatury.

Na podstawie prac [288–290] przyjęto, że współczynnik absorpcji promieniowania w amorficznym krzemie dla 300 K wynosi 10/cm. Ponadto założono, że wartość tego parametru nie ulega zmianom wraz z temperaturą.

Współczynnik absorpcji w  $\text{SiO}_2$  dla promieniowania o energii fotonów poniżej 7.5 eV jest mniejszy niż 0.1/cm [291] i został on pominięty w modelu optycznym.

Podobnie jak dla  $\text{SiO}_2$ , w symulacji pominięta została absorpcja promieniowania w  $\text{TiO}_2$ , dla którego wartość wspomnianego parametru w przedziale długości fal 0.35–12  $\mu\text{m}$  jest bliska zeru [292].

Współczynnik absorpcji w  $\text{Al}_2\text{O}_3$  dla promieniowania o długości fali ok.  $1.3\ \mu\text{m}$  zawiera się w przedziale  $10^{-4}$ – $10^{-5}/\text{cm}$  (rysunek 2 w pracy [293]) i można go pominąć w obliczeniach składających się na model optyczny.

Przyjęty do obliczeń współczynnik absorpcji promieniowania w  $\text{Al}_x\text{O}_y$  wynosi  $50/\text{cm}$  [17]. Podobnie jak w pracy [17] założono, że parametr ten nie zależy od temperatury.

## Rozdział 6

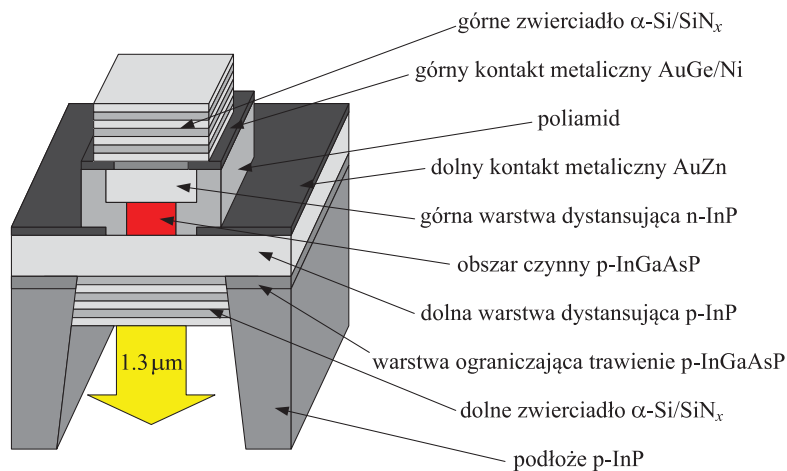
# Fosforkowe lasery typu VCSEL z obszarami czynnymi w postaci studni kwantowych wykonanych z InGaAsP i InAsP

Lasery półprzewodnikowe emitujące promieniowanie o długości fali  $1.3\ \mu\text{m}$  (drugie okno optyczne dla światłowodów wykonanych ze szkła kwarcowego) wymagają, aby materiały tworzące ich obszary czynne (studnie kwantowe, kropki kwantowe) posiadały przerwę energetyczną poniżej  $1\ \text{eV}$ . Nie mniej istotne jest też to, by naprężenia w obszarze czynnym lasera były jak najmniejsze, co w znaczący sposób pozwala na przedłużenie żywotności przyrządu, a czasami jest wręcz warunkiem koniecznym do jego działania. Spełnienie tego warunku jest możliwe tylko wtedy, gdy stałe sieciowe materiałów użytych do produkcji lasera są zbliżone do stałych sieciowych podłoża (obecnie struktury laserowe hoduje się głównie na podłożach z GaAs lub InP). Tradycyjnym materiałem, który spełnia wymienione wyżej kryteria jest InGaAsP, którego skład chemiczny można dobrać tak, aby był on dopasowany sieciowo do InP. Pierwsze lasery na bazie tego związku powstały w latach 70. ubiegłego wieku [294–298]. Około 20 lat później zaprezentowano strukturę, której obszar czynny wykonany był z InAsP [299]. Ogromną zaletą tego materiału w porównaniu do InGaAsP jest możliwość uzyskania dużej nieciągłości w paśmie przewodnictwa, która wydatnie redukuje ucieczkę elektronów z obszaru czynnego [300]. Znajduje to odbicie w znacznej poprawie charakterystyk lasera otrzymanych dla wysokich temperatur otoczenia, co pokaże niniejszy rozdział.

## 6.1 Przegląd wybranych konstrukcji

Lasery typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InP już w latach 80. ubiegłego wieku wzbudzały szerokie zainteresowanie jako potencjalne emitery promieniowania mogącego znaleźć zastosowanie w systemach telekomunikacyjnych bazujących na światłowodach wykonanych ze szkła kwarcowego. Chociaż dostępne już były działające w temperaturze pokojowej i wykazujące pracę z falą ciągłą lasery typu VCSEL z obszarami czynnymi GaAs/AlGaAs [301–304] oraz InGaAs/AlGaAs [305–307], to emitowane przez nie promieniowanie ograniczone było jedynie do zakresu 0.85–0.97  $\mu\text{m}$  i nie mogło znaleźć zastosowania w zestawieniu z materiałem, którego okna optyczne przypadają na fale o długościach 1.31  $\mu\text{m}$  i 1.55  $\mu\text{m}$ . Do wytworzenia promieniowania o tych długościach fal doskonale natomiast nadaje się InGaAsP, jednak przez długi czas uzyskanie pracy w temperaturze pokojowej dla lasera z obszarem czynnym na bazie tego materiału było nieosiągalne.

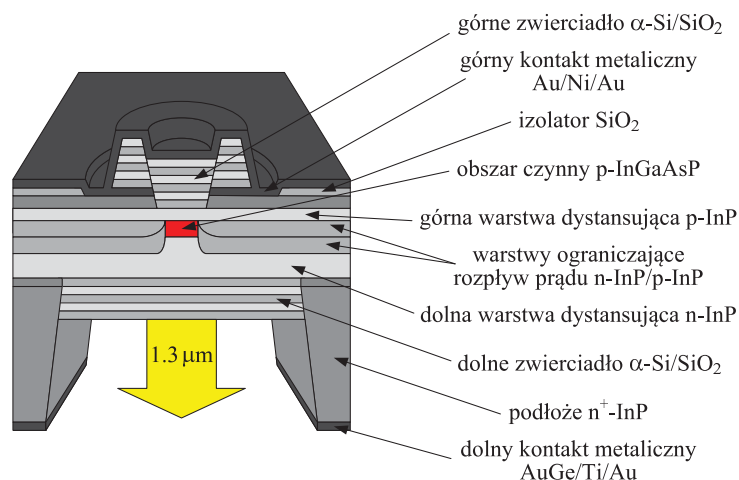
Sytuacja uległa zmianie dopiero w roku 1990, gdy po raz pierwszy uzyskano pracę impulsową w temperaturze pokojowej dla fosforkowego lasera o emisji powierzchniowej. Emitowane przez ten laser promieniowanie miało długość fali równą 1.48  $\mu\text{m}$ , natomiast prąd progowy wynosił aż 150 mA [308]. Już w następnym roku udało się zbudować laser (rysunek 6.1) emitujący promieniowanie z zakresu



**Rysunek 6.1:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym p-InGaAsP przedstawionej w pracy [309].

drugiego okna optycznego ( $\lambda = 1285 \text{ nm}$ ), który oferował pracę impulsową w temperaturze 66°C (w przypadku pracy z falą ciągłą maksymalna temperatura, dla której uzyskano akcję laserową wynosiła  $-138^\circ\text{C}$ ) [309]. Była to struktura typu

*etched-well* VCSEL wyhodowana metodą MOVPE (ang. *Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy* — epitaksja z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych) na podłożu z p-InP. Największa część mesy składała się z poliamidu, którego dolny fragment otaczał obszar czynny o rozmiarze 8 na 8  $\mu\text{m}$  wykonany z InGaAsP typu p. Zarówno górne, jak i dolne zwierciadło braggowskie (przez które emitowane było promieniowanie) wytworzono z materiałów dielektrycznych. Umieszczenie ośmiu oraz pięciu par warstw  $\alpha\text{-Si/SiN}_x$  wystarczyło, aby odbijalności zwierciadeł wyniosły odpowiednio 99.0 oraz 98.5%. Warto podkreślić, że wartość prądu progowego w temperaturze pokojowej wynosiła zaledwie 50 mA, natomiast w niskich temperaturach (77 K) wartość tego parametru dla pracy impulsowej oraz z falą ciągłą wynosiła odpowiednio 1.5 oraz 3.9 mA. Obliczona wartość parametru  $T_0$  to 47.5 K dla temperatur od  $-50$  do  $-20^\circ\text{C}$  oraz 26.8 K w przedziale  $-50$ – $66^\circ\text{C}$ . Podane wyżej wartości prądu progowego były w roku 1991 rekordowo niskie. Co więcej, nawet w opublikowanych rok później pracach prezentowane struktury laserowe zdolne do pracy impulsowej w temperaturze pokojowej [310, 311] cechowały się wyraźnie wyższymi wartościami prądu progowego. Mierzone wartości prądu progowego i rezystywności elektrycznej były jednak wciąż zbyt duże, aby umożliwić otrzymanie pracy z falą ciągłą w temperaturze pokojowej, do zaistnienia której niezbędne jest także efektywne odprowadzanie ciepła wydzielanego w obszarze czynnym lasera. Warto dodać, że w przypadku laserów emitujących promieniowanie o długości fali z zakresu trzeciego okna optycznego maksymalna temperatura dla pracy z falą ciągłą wynosiła wówczas  $-160^\circ\text{C}$  [312].



**Rysunek 6.2:** Schemat struktury CPBH-SELD z obszarem czynnym p-InGaAsP przedstawionej w pracy [314].

Przełomowym rozwiązaniem okazało się wprowadzenie struktury z zagrzebanym obszarem czynnym. Jedną z pierwszych, zwana FCBH-SEL (ang. *Flat-Surface Circular Buried Heterostructure Surface-Emitting Laser Diode*), wytwarzana była w wyniku dwustopniowego wzrostu z wykorzystaniem epitaksji z fazy ciekłej (ang. LPE — Liquid Phase Epitaxy) [313]. Struktura ta wyróżniała się niską wartością prądu progowego (4.2 mA) dla temperatury 77 K. Jej wadą była jednak stosunkowo duża ilość defektów w heterozłączeniu oraz znaczna ucieczka nośników. Przyczynę tych zjawisk przypisano trudnościom występującym podczas formowania mesy.

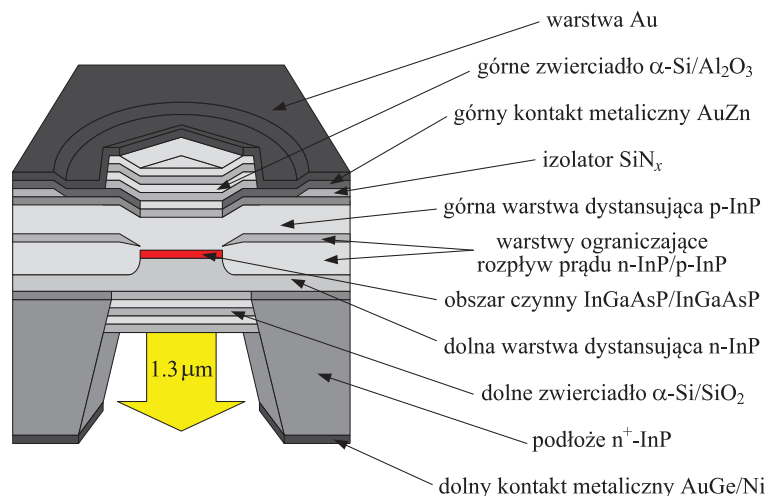
Na rozwiązanie tego problemu nie trzeba było długo czekać. Już w kolejnym roku opublikowana została praca [314], w której zaprezentowano strukturę (rysunek 6.2), zwaną CPBH-SEL (ang. *Circular Planar Buried Heterostructure Surface-Emitting Laser Diode*) z heterozłączeniem o wyraźnie lepszej jakości wykonania. Aby zapewnić wydajne ograniczenie nośników oraz odprowadzanie ciepła, obszar czynny o średnicy 12  $\mu\text{m}$  został zagrzebany przez warstwy p-InP oraz n-InP redukujące rozptył prądu, a następnie przykryty warstwą p-InP. Niemal planarna powierzchnia powstała w wyniku epitaksji zapewniała wysoką (ponad 99%) odbijalność dielektrycznych zwierciadeł  $\alpha\text{-Si/SiO}_2$  na niej formowanych. Na poprawienie charakterystyk lasera znaczący wpływ miało także usunięcie tej części warstwy p-InGaAsP, która znajdowała się bezpośrednio nad obszarem czynnym. Pozwoliło to na wyeliminowanie dużej absorpcji promieniowania na swobodnych nośnikach obecnej w tym materiale [315]. Zabiegi powiązane z optymalizacją struktury pozwoliły na niemal dwukrotne zmniejszenie wartości prądu progowego (2.2 mA) w porównaniu z laserem FCBH-SEL. Do 1993 roku była to najniższa wartość otrzymana dla przyrządów z zagrzebanym obszarem czynnym.

Kilka miesięcy później temu samemu zespołowi udało się otrzymać dla struktury typu CPBH-SEL wartość prądu progowego równą 34 mA w przypadku pracy impulsowej w temperaturze 24°C [316]. Był to najlepszy rezultat dla przyrządów półprzewodnikowych z obszarem czynnym InGaAsP/InP emitujących promieniowanie z zakresu podczerwieni. Praca impulsowa była osiągalna nawet w temperaturze 45°C, a wartość parametru  $T_0$  dla temperatur z przedziału 17–45°C wyniosła 20 K. Na skutek optymalizacji warstwy podkontaktowej laser ten wykazywał pracę z falą ciągłą nawet w temperaturze  $-57^\circ\text{C}$ , a poniżej  $-61^\circ\text{C}$  wartość prądu progowego nie przekraczała 22 mA. Wartości parametru  $T_0$  dla pracy z falą ciągłą wyznaczone dla przedziałów temperatur od  $-88$  do  $-79^\circ\text{C}$ , od  $-79$  do  $-70^\circ\text{C}$ , oraz od  $-70$  do  $-61^\circ\text{C}$  wynosiły odpowiednio: 91, 33 oraz 21 K.

W tym samym roku zespół T. Baby, jako pierwszy, w krótkim komunikacie konferencyjnym [317] ogłosił otrzymanie pracy z falą ciągłą w temperaturze pokojowej przez laser typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InP. Istotnym czynnikiem, który umożliwił osiągnięcie tego celu było efektywne odprowadzanie ciepła z nagrzanego obszaru czynnego. Wykorzystano w tym celu zwierciadła dielektryczne  $\alpha$ -Si/MgO (współczynnik przewodnictwa cieplnego dla MgO typu *bulk* wynosi  $55 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$  [318] i jest kilkadziesiąt razy większy niż dla  $\text{SiO}_2$ , w przypadku którego parametr ten jest równy  $1.4 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$  [319]) i zastąpiono nimi warstwy  $\alpha$ -Si/ $\text{SiO}_2$  po stronie p, którą w końcowym etapie produkcji przymocowano (z wykorzystaniem lutowni na bazie galu) do miedzianego *heat sinku* pokrytego złotem. Pozostała część struktury nie różniła się w znaczący sposób od konstrukcji ukazanej w pracy [314]. Dla większości z badanych w temperaturze 77 K laserów oferujących pracę z falą ciągłą wartość prądu progowego wynosiła mniej niż 10 mA, przy czym minimalna wartość to 0.42 mA. Pracę z falą ciągłą otrzymano nawet dla  $14^\circ\text{C}$ , a prąd progowy w tej temperaturze wyniósł 22 mA, co stanowiło wartość porównywalną z wynikami uzyskiwanymi dla komercyjnie dostępnych laserów o emisji krawędziowej. Maksymalną moc emitowanego promieniowania otrzymano dla 28 mA i wynosiła ona kilka mikrowatów. Laser ten powyżej progu pracował na modzie podstawowym, natomiast długość fali wynosiła 1374 nm (rysunek 1 w pracy [320]). Dla przyrządów pracujących impulsowo w temperaturze  $20^\circ\text{C}$  wartość prądu progowego wynosiła zaledwie 18 mA, co było niewątpliwie wynikiem imponującym.

W połowie lat 90. w pracy [321] zaprezentowana została struktura typu *etched-well* (rysunek 6.3) podobna do konstrukcji zaprezentowanych w pracach [313, 314, 316, 317, 320, 322], przy czym w miejscu InGaAsP typu p tworzącego obszar czynny pojawiły się studnie kwantowe wykonane z tego materiału. Dolne zwierciadło, przez które emitowane było promieniowanie, składało się z warstw  $\alpha$ -Si/ $\text{SiO}_2$  (6 par), natomiast górne z 8.5 pary  $\alpha$ -Si/ $\text{Al}_2\text{O}_3$ . Przewodność cieplna oraz współczynnik załamania promieniowania o długości fali  $1.3 \mu\text{m}$  dla  $\text{Al}_2\text{O}_3$  i MgO są identyczne (wynoszą odpowiednio  $2.5 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$  i  $1.7$ ) i pod tym względem oba materiały są równorzędnymi kandydatami przy wyborze materiału dla warstw o małym współczynniku załamania wchodzących w skład zwierciadeł dielektrycznych. Kluczowym czynnikiem są jednak różnice pomiędzy współczynnikami rozszerzalności cieplnej. Współczynniki te dla  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ,  $\alpha$ -Si oraz InP są porównywalne i wynoszą odpowiednio:  $4.9\cdot 10^{-6}$ ,  $4.2\cdot 10^{-6}$  i  $4.6\cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ . Dla MgO parametr ten wynosi aż  $9.8\cdot 10^{-6} \text{ 1/K}$ . Tłumaczy to obecność  $\text{Al}_2\text{O}_3$  w górnej parze zwierciadeł, przez które odprowadzane jest do *heat sinku* ciepło wydzielane podczas pracy lasera. Opisywana tu struktura umożliwiała pracę impulsową w temperaturze pokojowej, w przypadku której najniższą wartość prądu progowego (12 mA) odnotowano dla obszaru czynnego o rozmiarach 8 na 8  $\mu\text{m}$ . Długość fali emitowanego promieniowania zmierzona dla prądu o wartości 20 mA wynosiła  $1.3036 \mu\text{m}$ . Akcję laserową uzyskano także dla

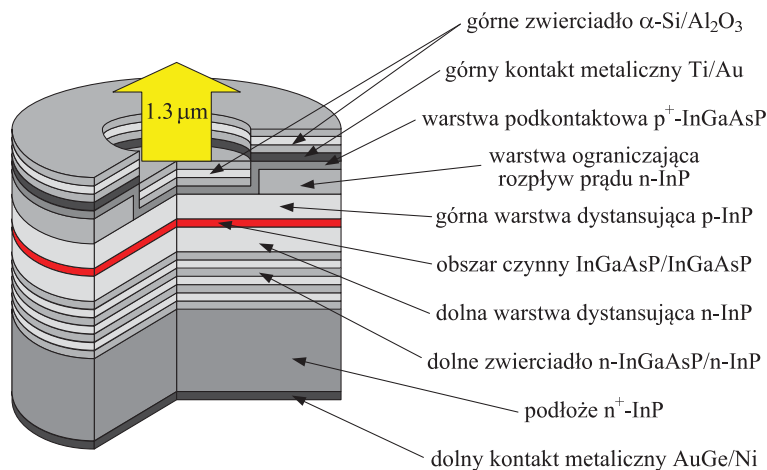




**Rysunek 6.3:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP przedstawionej w pracy [321].

pracy z falą ciągłą. Najwyższa temperatura, w której działał laser wyniosła 14°C, a wyznaczona wartość parametru  $T_0$  dla przedziału od 0 do 10°C to 55 K. Autorzy pracy [321] pokusili się również o zbadanie wpływu składu górnego zwierciadła na impulsową pracę lasera. Zastąpienie Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> poprzez SiO<sub>2</sub> i zredukowanie liczby par do 6.5 (współczynnik załamania SiO<sub>2</sub> jest o 0.25 mniejszy niż dla Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) spowodowało, że akcja laserowa w temperaturze pokojowej stała się nieosiągalna. Eksperyment ten pokazał jak istotny wpływ na pracę lasera ma odpowiedni dobór materiałów tworzących zwierciadła.

Zupełnie inną od opisywanych do tej pory struktur zaprezentowano w 2002 roku w pracy [323]. Na podłożu z InP znajduje się dolne zwierciadło braggowskie składające się aż z 45 par domieszkowanych warstw InGaAsP/InP (rysunek 6.4). Skład chemiczny InGaAsP użytego do budowy dolnego zwierciadła był tak dobrany, aby materiał ten nie tylko był dopasowany sieciowo do InP, ale także, by jego przerwa energetyczna była większa od energii fotonów promieniowania, które ma być emitowane przez laser. Potrzeba wytworzenia zwierciadła o takiej stałej sieciowej jaką ma podłoże podyktowana jest tym, że obecność zbyt dużych naprężeń w strukturze laserowej prowadzi do powstawania w niej dużej ilości defektów [324] (np. w materiałach azotkowych, z uwagi na duże niedopasowanie sieciowe między Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N i GaN, może dojść nawet do pęknięć [325–327], które w znaczny sposób redukują odbijalność zwierciadeł oraz przyczyniają się do wzrostu strat wynikających z rozproszenia promieniowania [325, 328]). Drugi z wymogów — zapewnienie wystarczająco szerokiej przerwy energetycznej — bierze się stąd, że w sytuacji, gdy fotony promieniowania



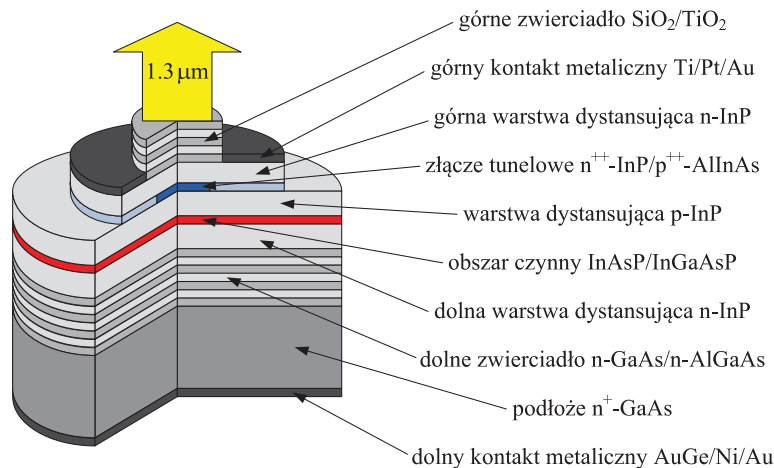
**Rysunek 6.4:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP, w której jedno ze zwierciadeł wykonano z materiałów fosforkowych [323].

mają energię porównywalną bądź większą od różnicy poziomów energetycznych odpowiadających krawędziom pasm przewodnictwa i walencyjnego w materiale, w którym się ono rozchodzi, pojawia się silna absorpcja tego promieniowania [329, 330]. Z tego powodu unika się stosowania w laserach warstw o dużym współczynniku absorpcji, a gdy już trzeba taką warstwę wprowadzić do struktury (np. silnie domieszkowana akceptorami warstwa podkontaktowa), to należy zadbać, aby jej grubość była jak najmniejsza [331], a sama warstwa była umieszczona w położeniu węzła fali stojącej powstałej w strukturze lasera typu VCSEL.

W strukturze przedstawionej na rysunku 6.4 zwierciadło braggowskie InGaAsP/InP graniczy od góry z rezonatorem, który składa się z domieszkowanych warstw dystansujących wytworzonych z InP oraz studni kwantowych i barier powstałych z InGaAsP. Za rezonatorem (po stronie warstwy dystansującej typu p) znajduje się warstwa n-InP, której centralna część została wytrawiona. Bezpośrednio na niej wytworzono silnie domieszkowaną warstwę podkontaktową  $p^+$ -InGaAsP. Na zewnętrznej jej części umieszczony jest kontakt metaliczny. Obecność warstwy InP domieszkowanej donorami ogranicza rozptyw prądu w strukturze, wymuszając by płynął on przez obszar rezonatora, który znajduje się bliżej osi symetrii struktury. Prąd po przepłynięciu przez rezonator oraz dolne zwierciadło kieruje się ku kontaktowi metalicznemu typu n znajdującemu się po przeciwnej stronie podłoża niż reszta struktury. Na warstwie podkontaktowej (a także i na kontakcie typu p) usytuowane jest górne zwierciadło braggowskie wykonane

z materiałów dielektrycznych, którymi są  $\alpha$ -Si oraz  $\text{SiO}_2$ . Odbijalność zwierciadła górnego jest nieco mniejsza niż dolnego, co sprawia, że promieniowanie generowane przez laser opuszcza strukturę od strony warstw dielektrycznych. Struktura taka nazywana jest w skrócie konstrukcją typu *top-emitting* i była o niej mowa w podrozdziale 3.4. Dolne zwierciadło wykonane z materiałów fosforkowych ma dwie istotne wady. Jedną z nich jest mała różnica wartości współczynników załamania InGaAsP i InP nie pozwalająca na skonstruowanie zwierciadła o dużej wartości współczynnika odbijalności przy jednocześnie dużej przewodności elektrycznej, a druga to mała przewodność cieplna związków poczwórnych będąca przyczyną mało efektywnego odprowadzania ciepła z rezonatora do *heat sinku* przez zwierciadła półprzewodnikowe InGaAsP/InP. Duży przyrost temperatury w obszarze czynnym sprawił, że najwyższa temperatura otoczenia, dla której można było zaobserwować pracę impulsową to 240 K, przy czym maksymalna moc emitowanego promieniowania wyniosła 0.18 mW dla temperatury 180 K. Najniższa z zaobserwowanych wartości prądu progowego to 26.5 mA, a długość fali emitowanego promieniowania w przedziale temperatur 125–240 K ulegała zmianie od 1.501 do 1.512  $\mu\text{m}$ .

Całkiem niedawno (w 2009 roku) ukazała się praca prezentująca laser typu VCSEL z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP, w którym do ograniczenia rozplywu prądu zastosowano złącze tunelowe [332]. Była to struktura typu *intracavity*, gdzie dolna powierzchnia fosforkowego obszaru czynnego połączona została metodą *waffer fusion* ze zwierciadłami arsenkowymi wyhodowanymi oddzielnie na podłożu



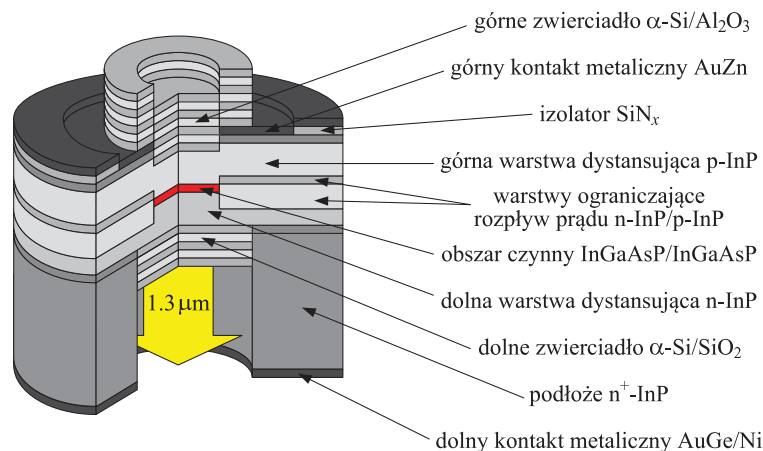
**Rysunek 6.5:** Schemat struktury typu *intracavity* lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP przedstawionej w pracy [332].

z GaAs, natomiast do górnej powierzchni rezonatora przymocowano zwierciadła dielektryczne (rysunek 6.5). Zarówno fosforkowe, jak i arsenkowe materiały wykorzystane do budowy lasera wytworzono metodą epitaksji z wiązek molekularnych z zastosowaniem źródeł gazowych (GSMBE — ang. *Gas Source Molecular Beam Epitaxy*). Dolne zwierciadło o wysokiej odbijalności tworzyły naprzemiennie ułożone warstwy n-GaAs/n-AlGaAs (32 pary), natomiast górne zwierciadło, przez które emitowane było promieniowanie ( $R = 99.5\%$ ), wykonane zostało z 8 par  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ . Laser ten wykazywał pracę z falą ciągłą w temperaturze pokojowej, a prądy progowe oraz maksymalne moce emitowanego promieniowania dla apertur o średnicach 5 i 11  $\mu\text{m}$  wynosiły odpowiednio 0.54 i 2.3 mA oraz 0.8 i 1.9 mW (w przypadku apertury o średnicy 11  $\mu\text{m}$  zaobserwowano pracę wielomodową). Otrzymanie prądu progowego poniżej 1 mA świadczy o dobrej jakości zwierciadeł, małych stratach promieniowania na powierzchni ich styku z rezonatorem oraz wysokim wzmocnieniu otrzymywanym w fosforkowym obszarze czynnym. Opisywana tu struktura to pierwszy laser emitujący promieniowanie z zakresu drugiego okna optycznego, którego obszar czynny stanowiły naprężone studnie kwantowe wykonane z InAsP i bariery z InGaAsP. Materiały te stosowano do tej pory jedynie w przypadku laserów o emisji krawędziowej wytwarzających promieniowanie o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$ , dla których wyznaczona wartość parametru  $T_0$  wynosiła 90 K [333, 334].

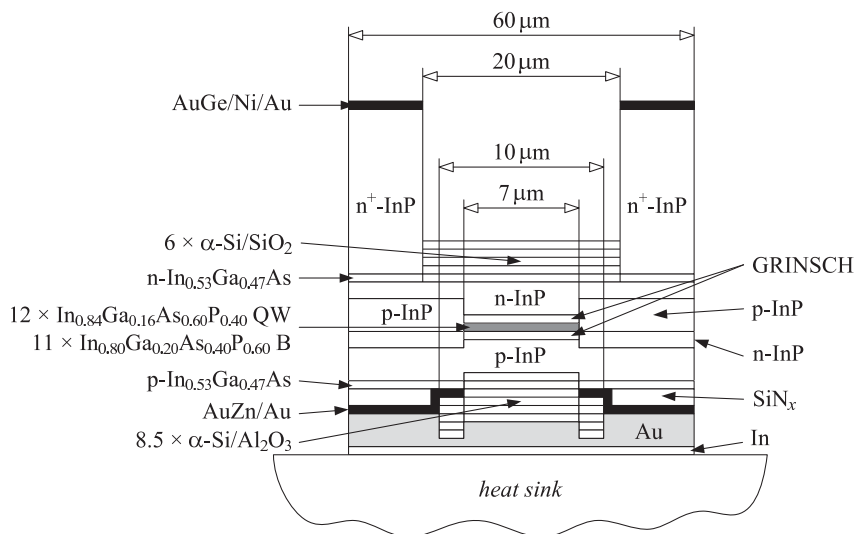
## 6.2 Modelowane struktury

Analizę numeryczną laserów typu VCSEL z obszarami czynnymi w postaci studni kwantowych InGaAsP i InAsP przeprowadzono dla dwóch bardzo różniących się konstrukcji. Pierwsza z nich to laser o podłożu z InP i dielektrycznych zwierciadłach (rysunek 6.6) podobny do zaprezentowanego w pracy [335] (różnica wynika z tego, że wymagane jest aby modelowana struktura miała symetrię cylindryczną), natomiast w drugiej, pochodzącej z pracy [332], jedno ze zwierciadeł wykonano z materiałów arsenkowych wyhodowanych na GaAs (rysunek 6.5).

Z uwagi na położenie kontaktu metalicznego AuGe/Ni/Au w pierwszej ze struktur (rysunek 6.7), koncentracja domieszek w podłożu z InP (o grubości 100  $\mu\text{m}$ ) musi być bardzo wysoka. Przyjęto, że obszar ten jest silnie domieszkowany krzemem do poziomu  $5 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ . Między podłożem a rezonatorem znajduje się cienka (200 nm) warstwa InGaAs typu n (dopasowana sieciowo do InP) ograniczająca trawienie (*etch stop layer*). Centralna część tej warstwy została usunięta, co pozwoliło uniknąć absorpcji na swobodnych nośnikach, której wartość dla koncentracji  $5 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  w n-InGaAs jest dość znaczna [336]. Rezonator o grubości 5  $\mu\text{m}$  zbudowany jest przede wszystkim z InP. Wyjątek stanowi obszar czynny o grubości 0.65  $\mu\text{m}$  wykonany z InGaAsP, na który składa się 12 studni kwantowych (szerokość każdej z nich to 4 nm), rozdzielonych szerokimi (10 nm) barierami, a także



**Rysunek 6.6:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP podobnej do przedstawionej w pracy [321]. Modyfikacja polega na wprowadzeniu zmian umożliwiających powstanie symetrii cylindrycznej.



**Rysunek 6.7:** Przekrój przez modelowany laser półprzewodnikowy typu VCSEL o strukturze typu *etched-well* z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP. W celu lepszego uwidocznienia szczegółów konstrukcji skala nie została zachowana.

dwa obszary GRINSCH (ang. *Graded-Index Separate Confinement Heterostructure*). Studnie kwantowe poddane są naprężeniu ściskającym (0.8%), natomiast bariery

są w niewielkim stopniu rozciągnięte (0.1%). Pomędzy skrajnymi studniami kwantowymi a obszarami GRINSCH występują bariery różniące się od tych pomiędzy studniami kwantowymi dwukrotnie większą szerokością. Wokół obszaru czynnego znajdują się warstwy p-InP oraz n-InP, których kolejność występowania powoduje ograniczenie rozptyłu prądu w rezonatorze i kierowanie go w stronę studni kwantowych. Sąsiadująca z warstwą dystansującą p-InP warstwa p-InGaAs, podobnie jak miało to miejsce w przypadku InGaAs typu n, ma wytrawioną część centralną, której średnica jest taka sama jak obszaru czynnego. Do tego fragmentu powierzchni rezonatora, gdzie usunięto warstwę n-InGaAs, przymocowane jest 6 par zwierciadeł dielektrycznych  $\alpha$ -Si/SiO<sub>2</sub>, przez które emitowane jest promieniowanie. Po przeciwnej stronie rezonatora znajduje się drugie zwierciadło (8.5 pary  $\alpha$ -Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) o wysokiej odbijalności i średnicy niewiele większej od obszaru czynnego. Zwierciadło to oraz kontakt metaliczny AuZn/Au osadzone na warstwie p-InGaAs (a miejscami na izolatorze z SiN<sub>x</sub>) pokryte są warstwą złota. Ta część struktury przymocowana jest lutem na osnowie indu do miedzi, która pełni rolę *heat sinku*.

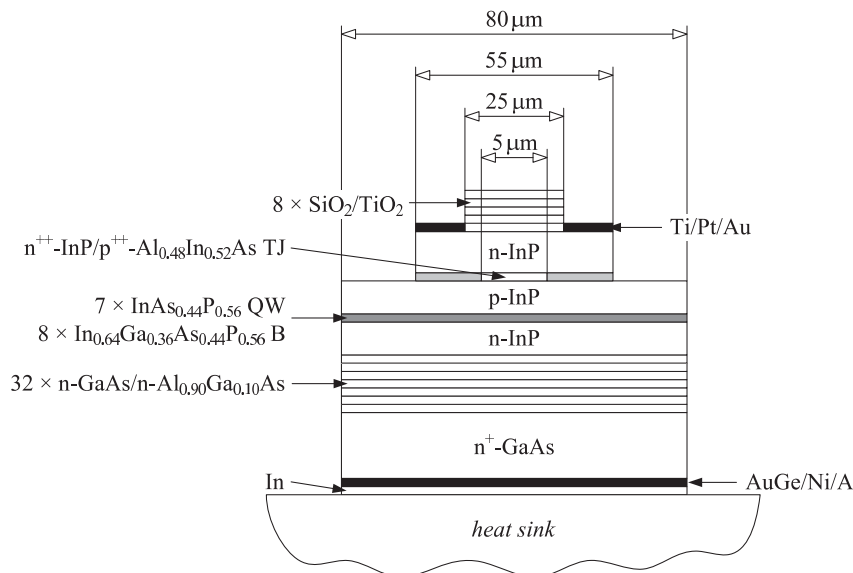
Grubości warstw składających się na opisaną wyżej konstrukcję zostały zebrane w tabeli 6.1. Struktura ma średnicę równą 60  $\mu\text{m}$ , która jest trzy razy większa od średnicy zwierciadła znajdującego się po tej samej stronie rezonatora co podłoże. Wymiary poprzeczne zwierciadła składającego się z par  $\alpha$ -Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> uzależnione zostały od średnicy obszaru czynnego. Dodatkowo, przyjęte zostało, że *heat sink* ma kształt walca o średnicy i wysokości 5 mm, a grubość lutu wynosi 3  $\mu\text{m}$  [337]. W przypadku kontaktów metalicznych typu p i n grubości warstw wynoszą odpowiednio 50 i 200 nm (AuZn, Au) oraz 50, 20 i 200 nm (AuGe, Ni, Au). Wybrane wymiary geometryczne, a także skład chemiczny oraz ewentualny typ domieszkowania podane zostały na rysunku 6.7.

Zupełnie odmienny typ struktury posiada laser ukazany na rysunku 6.8. Podłoże wykonane z GaAs o grubości 150  $\mu\text{m}$  i koncentracji domieszek równej  $1 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$  znajduje się po tej samej stronie co *heat sink*. Bezpośrednio na podłożu osadzone jest dolne zwierciadło wykonane z materiałów arsenkowych. Grubości warstw GaAs i Al<sub>0.90</sub>Ga<sub>0.10</sub>As, które się na nie składają, to odpowiednio 95 i 110 nm, natomiast koncentracja domieszki donorowej (w przypadku tego lasera jest nią krzem) wynosi  $2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ . Po obu końcach rezonatora o grubości optycznej równej 4.25 długości emitowanej fali znajdują się obszary wykonane z InP typu n (ich grubości to 445 i 690 nm). Aby taka budowa rezonatora umożliwiała generowanie promieniowania niezbędne jest wprowadzenie złącza tunelowego oraz materiału domieszkowanego akceptorami tuż nad obszarem złożonym ze studni kwantowych oraz barier. W opisywanej tu konstrukcji złącze tunelowe składa się z cienkich (20 i 15 nm) i silnie domieszkowanych ( $3 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$  i  $1 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$ ) warstw n<sup>++</sup>-InP i p<sup>++</sup>-Al<sub>0.48</sub>In<sub>0.52</sub>As umiejscowionych w węzle wzbudzonej fali stojącej, co ma na celu zmniejszenie absorpcji emitowanego promieniowania. Po drugiej stronie InP typu p domieszkowanego

**Tablica 6.1:** Grubości warstw w laserze półprzewodnikowym typu VCSEL o strukturze typu *etched-well* z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

warstwa	grubość [nm]
n <sup>+</sup> -InP (podłoże)	1·10 <sup>5</sup>
α-Si (górne zwierciadło)	96
SiO <sub>2</sub> (górne zwierciadło)	223
n-In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As (warstwa ograniczająca trawienie)	200
n-InP (górną warstwą dystansującą)	2112
p-InP (warstwa ograniczająca rozływ prądu)	1535
n-In <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As <sub>0.10</sub> P <sub>0.90</sub> (GRINSCH)	75
n-In <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As <sub>0.20</sub> P <sub>0.80</sub> (GRINSCH)	75
n-In <sub>0.85</sub> Ga <sub>0.15</sub> As <sub>0.30</sub> P <sub>0.70</sub> (GRINSCH)	75
i-In <sub>0.84</sub> Ga <sub>0.16</sub> As <sub>0.60</sub> P <sub>0.40</sub> (studnia kwantowa)	4
i-In <sub>0.80</sub> Ga <sub>0.20</sub> As <sub>0.40</sub> P <sub>0.60</sub> (bariera wewnętrzna)	10
i-In <sub>0.80</sub> Ga <sub>0.20</sub> As <sub>0.40</sub> P <sub>0.60</sub> (bariera zewnętrzna)	20
p-In <sub>0.85</sub> Ga <sub>0.15</sub> As <sub>0.30</sub> P <sub>0.70</sub> (GRINSCH)	75
p-In <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As <sub>0.20</sub> P <sub>0.80</sub> (GRINSCH)	75
p-In <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As <sub>0.10</sub> P <sub>0.90</sub> (GRINSCH)	75
n-InP (warstwa ograniczająca rozływ prądu)	1225
p-InP (dolną warstwą dystansującą)	2112
p-In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As (warstwa ograniczająca trawienie)	200
SiN <sub>x</sub> (izolator)	150
α-Si (dolne zwierciadło)	96
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (dolne zwierciadło)	201

węglem znajduje się siedem studni kwantowych wykonanych z InAs<sub>0.44</sub>P<sub>0.56</sub> (o szerokości 6.1 nm każda) rozdzielonych barierami wytworzonymi z In<sub>0.64</sub>Ga<sub>0.36</sub>As<sub>0.44</sub>P<sub>0.56</sub>. Szerokość wewnętrznych barier jest nieco większa niż studni i wynosi 7.5 nm, natomiast bariery zewnętrzne są dwa razy szersze niż wewnętrzne. Zarówno studnie kwantowe, jak i bariery poddane są naprężeniom, przy czym w przypadku studni są one ściskające (wartość ich wynosi 1.4%), a dla barier rozciągające (1.1%). Górna krawędź rezonatora graniczy od góry ze zwierciadłem wykonanym z materiałów dielektrycznych. Składa się ono z ośmiu par SiO<sub>2</sub> oraz TiO<sub>2</sub> o grubościach odpowiednio 224 i 133 nm. Ponieważ prąd nie może płynąć przez takie zwierciadło, kontakt metaliczny (30 nm Ti, 50 nm Pt, 200 nm Au) ma kształt pierścienia i osadzony został na tej części n-InP, która nie styka się z górnym zwierciadłem. Drugi z kontaktów (40 nm AuGe, 20 nm Ni, 200 nm Au) znajduje się pomiędzy podłożem a warstwą



**Rysunek 6.8:** Przekrój przez modelowany laser półprzewodnikowy typu VCSEL o strukturze typu *intracavity* z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP. W celu lepszego uwidocznienia szczegółów konstrukcji skala nie została zachowana.

indu pozwalającą na przytwierdzenie całego lasera do bloku miedzi stanowiącego *heat sink*.

W tabeli 6.2 zestawione zostały grubości wszystkich warstw występujących w opisanej strukturze. Średnice dolnego i górnego zwierciadła wynoszą odpowiednio 80 i 25  $\mu\text{m}$ . Wewnętrzna średnica kontaktu o kształcie pierścienia jest identyczna jak górnego zwierciadła, natomiast zewnętrzna wynosi 55  $\mu\text{m}$  i jest równa średnicy górnej części rezonatora (wymiary poprzeczne dolnej części pokrywają się z rozmiarami dolnego zwierciadła). Przyjęte do obliczeń wymiary i kształt *heat sinku* oraz grubość lutu są takie same jak we wcześniej opisanej strukturze typu *etched-well* (rysunek 6.7).

### 6.3 Dane materiałowe przyjęte do symulacji

Wartości parametrów materiałowych (dla wybranych temperatur) wykorzystanych w modelowaniu struktur ukazanych na rysunkach 6.7 oraz 6.8 zebrane zostały w tabelach 6.3–6.12. Szersze omówienie tego tematu obejmujące, między innymi, zastosowane wzory oraz metody interpolacji można znaleźć w rozdziale 5.

W tabelach 6.3 i 6.8 znajdują się obliczone dla wybranych temperatur oraz



**Tablica 6.2:** Grubości warstw w laserze półprzewodnikowym typu VCSEL o strukturze typu *intracavity* z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

warstwa	grubość [nm]
SiO <sub>2</sub> (górne zwierciadło)	224
TiO <sub>2</sub> (górne zwierciadło)	133
n-InP (górną warstwą dystansującą)	690
n <sup>++</sup> -InP (złącze tunelowe)	20
p <sup>++</sup> -Al <sub>0,48</sub> In <sub>0,52</sub> As (złącze tunelowe)	15
p-InP (centralną warstwą dystansującą)	430
i-InAs <sub>0,44</sub> P <sub>0,56</sub> (studnia kwantowa)	6.1
i-In <sub>0,64</sub> Ga <sub>0,36</sub> As <sub>0,44</sub> P <sub>0,56</sub> (bariera wewnętrzna)	7.5
i-In <sub>0,64</sub> Ga <sub>0,36</sub> As <sub>0,44</sub> P <sub>0,56</sub> (bariera zewnętrzna)	15
n-InP (dolną warstwą dystansującą)	445
n-GaAs (dolne zwierciadło)	95
n-Al <sub>0,90</sub> Ga <sub>0,10</sub> As (dolne zwierciadło)	110
n <sup>+</sup> -GaAs (podłoże)	1.5·10 <sup>5</sup>

założone przez mnie przewodności elektryczne domieszkowanych materiałów półprzewodnikowych wchodzących w skład badanej struktury, dielektryków tworzących zwierciadła, metali wchodzących w skład kontaktów, a także miedzi (*heat sink*) oraz indu (lut). Przy wyznaczaniu rozplywu prądu istotne są także oporności powierzchniowe kontaktów metalicznych. Do obliczeń przyjęto, że wynoszą one:  $5 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  i  $5 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  (kontakty AuGe/Ni/Au i AuZn/Au w strukturze typu *etched-well*) oraz  $2 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$  i  $2 \cdot 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}^2$  (kontakty Ti/Pt/Au i AuGe/Ni/Au w strukturze typu *intracavity*). Przy ustalaniu tych parametrów kierowano się tym, aby otrzymać napięcie oraz prąd progowy porównywalne z wartościami znanymi z literatury dla zbliżonych konstrukcji.

W tabelach 6.4 i 6.9 podane zostały wartości parametrów niezbędnych do rozwiązania równania dyfuzji.

Obliczone wartości przewodności cieplnych materiałów wchodzących w skład badanej struktury zostały zestawione w tabelach 6.5 i 6.10. Dodatkowo, w celu wyznaczenia temperatury dla dolnej powierzchni *heat sinku* założono, że wartość współczynnika przekazywania ciepła między spodem *heat sinku* a otoczeniem wynosi  $h_b = 50 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  [338]. Dla bocznej krawędzi *heat sinku* przekazywanie ciepła zachodzi mniej efektywnie:  $h_s = 10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  [338].

Parametry stosowane do obliczania wzmocnienia w obszarach czynnych InGaAsP/InGaAsP oraz InAsP/InGaAsP zebrane zostały odpowiednio w tabelach 6.6 i 6.11.

**Tablica 6.3:** Przewodności elektryczne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP obliczone dla temperatur 250 K i 300 K. Dla materiałów domieszkowanych podano dodatkowo koncentrację domieszki.

warstwa	$N_D$ lub $N_A$ [ $10^{18}/\text{cm}^3$ ]	$\sigma(250\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]	$\sigma(300\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]
n <sup>+</sup> -InP	5	43796	33641
n-In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	5	43231	44320
n-InP	2	29666	22744
n-In <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As <sub>0.10</sub> P <sub>0.90</sub>	0.5	9505	8933
n-In <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As <sub>0.20</sub> P <sub>0.80</sub>	0.5	8760	8287
n-In <sub>0.85</sub> Ga <sub>0.15</sub> As <sub>0.30</sub> P <sub>0.70</sub>	0.5	8593	8120
p-In <sub>0.85</sub> Ga <sub>0.15</sub> As <sub>0.30</sub> P <sub>0.70</sub>	0.5	357	354
p-In <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As <sub>0.20</sub> P <sub>0.80</sub>	0.5	395	386
p-In <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As <sub>0.10</sub> P <sub>0.90</sub>	0.5	461	457
p-InP	2	1303	1040
p-In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	2	2774	2633
SiN <sub>x</sub>	—	$1\cdot 10^{-12}$	$1\cdot 10^{-12}$
$\alpha$ -Si	—	$3\cdot 10^{-3}$	$3\cdot 10^{-3}$
SiO <sub>2</sub>	—	$1.639\cdot 10^{-9}$	$1.000\cdot 10^{-8}$
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	—	$1\cdot 10^{-12}$	$1\cdot 10^{-12}$
Ni	—	$1.889\cdot 10^7$	$1.391\cdot 10^7$
Au	—	$5.376\cdot 10^7$	$4.388\cdot 10^7$
AuGe	—	$1\cdot 10^8$	$1\cdot 10^8$
AuZn	—	$1\cdot 10^6$	$1\cdot 10^6$
In	—	$1.392\cdot 10^7$	$1.392\cdot 10^7$
Cu	—	$7.218\cdot 10^7$	$5.794\cdot 10^7$

**Tablica 6.4:** Współczynniki opisujące rekombinację nośników oraz ich dyfuzję (patrz wzór (4.9)) w obszarze czynnym InGaAsP/InGaAsP modelowanego lasera typu VCSEL obliczone dla temperatur 250 K i 300 K.

parametr	wartość w 250 K	wartość w 300 K
$A$ [1/s]	$8.3\cdot 10^7$	$1.0\cdot 10^8$
$B$ [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ]	$1.3\cdot 10^{-10}$	$1.0\cdot 10^{-10}$
$C$ [ $\text{cm}^6/\text{s}$ ]	$2.3\cdot 10^{-29}$	$3.0\cdot 10^{-29}$
$D$ [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ]	4.8	5.7

**Tablica 6.5:** Przewodności cieplne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP obliczone dla temperatur 250 K i 300 K.

material	$k(250\text{ K})$ [W/(m·K)]	$k(300\text{ K})$ [W/(m·K)]
InP	89.42	68.03
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	4.92	4.41
In <sub>0.80</sub> Ga <sub>0.20</sub> As <sub>0.40</sub> P <sub>0.60</sub>	7.67	5.97
In <sub>0.84</sub> Ga <sub>0.16</sub> As <sub>0.60</sub> P <sub>0.40</sub>	7.23	5.63
In <sub>0.85</sub> Ga <sub>0.15</sub> As <sub>0.30</sub> P <sub>0.70</sub>	9.45	7.35
In <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As <sub>0.20</sub> P <sub>0.80</sub>	12.89	10.03
In <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As <sub>0.10</sub> P <sub>0.90</sub>	21.75	16.93
SiN <sub>x</sub>	2.1	2.1
α-Si	0.89	0.98
SiO <sub>2</sub>	1.33	1.44
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2.5	2.5
Ni	97.54	90.30
Au	320.3	317.1
AuGe	88.34	88.34
AuZn	110.3	110.3
In	84	84
Cu	406.2	400.8

Parametry charakteryzujące własności optyczne warstw składających się na badane konstrukcje zebrane zostały w tabelach 6.7 i 6.12.

## 6.4 Wyniki symulacji dla lasera InGaAsP/InGaAsP

Wyniki komputerowej symulacji zjawisk fizycznych zachodzących w laserach typu VCSEL (dla pracy z falą ciągłą), które zostaną przedstawione w tym podrozdziale, dotyczą struktury typu *etched-well* z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP ukazanej na rysunku 6.7. Wykorzystane w obliczeniach wartości parametrów przedstawione zostały w podrozdziale 6.3. Otrzymane przeze mnie wyniki będą zaprezentowane w układzie współrzędnych ukazanym na rysunku 4.1, a ich kolejność będzie zgodna z chronologią ich powstawania.

Początkowe wyniki dla modelowanej struktury to rezultaty otrzymane dla pracy w warunkach progowych osiągnięcia akcji laserowej w temperaturze pokojowej, przy czym średnica obszaru czynnego analizowanego lasera wynosiła 7 μm. Do określenia

**Tablica 6.6:** Parametry niezbędne do obliczenia wzmocnienia w obszarze czynnym InGaAsP/InGaAsP obliczone dla temperatur 250 K i 300 K.

parametr	wartość w 250 K	wartość w 300 K
szerokość studni kwantowej, $d_{QW}$	4 nm	4 nm
szerokość bariery wewnętrznej, $d_{B,wewn}$	10 nm	10 nm
szerokość bariery zewnętrznej, $d_{B,zewn}$	20 nm	20 nm
przerwa energetyczna studni kwantowej, $E_{g,QW}$	0.837 eV	0.821 eV
przerwa energetyczna bariery, $E_{g,B}$	1.105 eV	1.087 eV
głębokość st. kwant. w p. przewodnictwa, $\Delta E_{c,QW}$	0.150 eV	0.149 eV
głębokość st. kwant. w p. walencyjnym, $\Delta E_{v,QW}$	0.118 eV	0.117 eV
głębokość falowodu w p. przewodnictwa, $\Delta E_{c,W}$	0.106 eV	0.106 eV
głębokość falowodu w p. walencyjnym, $\Delta E_{v,W}$	0.158 eV	0.160 eV
odległość pasma odszczepionego, $\Delta_{so,QW}$	0.261 eV	0.261 eV
masa efekt. elektronu w studni kwantowej, $m_{e,QW}^*$	0.048 $m_0$	0.047 $m_0$
masa efekt. ciężkiej dziury w st. kwant., $m_{hh,QW}^*$	0.484 $m_0$	0.484 $m_0$
masa efekt. lekkiej dziury w st. kwant., $m_{lh,QW}^*$	0.063 $m_0$	0.063 $m_0$
masa efektywna elektronu w barierze, $m_{e,B}^*$	0.060 $m_0$	0.059 $m_0$
masa efektywna ciężkiej dziury w barierze, $m_{hh,B}^*$	0.596 $m_0$	0.596 $m_0$
masa efektywna lekkiej dziury w barierze, $m_{lh,B}^*$	0.081 $m_0$	0.081 $m_0$
współczynnik załamania dla studni kwant., $n_{R,QW}$	3.585	3.600
czas życia emisji wymuszonej, $\tau$	0.15 ps	0.15 ps

parametrów złącza laserowego posłużyły mi dane ukazane w pracy [335]. Na podstawie rysunku 2 zamieszczonego w tej pracy oszacowano, że przy napięciu zasilającym 1.36 V przez symulowany przeze mnie laser powinien płynąć prąd progowy o natężeniu 2.8 mA. Pozwoliło to na oszacowanie gęstości wstecznego prądu nasycenia  $j_s$  i współczynnika kształtu  $\beta_{pn}$ , które opisują charakterystykę prądowo-napięciową złącza. Parametry te ustalono odpowiednio na: 1 A/m<sup>2</sup> oraz 18.7/V. Przy wyznaczaniu wymienionych wartości skorzystano również z faktu, że długość światła emitowanego przez przyrząd jest ściśle związana z wartością spadku napięcia na warstwie czynnej. Dobierając wartości dla gęstości wstecznego prądu nasycenia oraz współczynnika kształtu, zadbano, by spadek ten wyniósł 0.95 V, co odpowiada fali o długości 1.3  $\mu$ m.

Otrzymany w wyniku symulacji przestrzenny rozkład potencjału w laserze w stanie ustalonym został przedstawiony na rysunku 6.9, natomiast na rysunku 6.10 znajduje się rozkład potencjału wzdłuż osi symetrii lasera. Wyraźnie widać, że największy spadek potencjału ma miejsce na złączu. Wartość tego spadku to około 0.95 V, co stanowi niemal 70% wartości napięcia zasilającego. Umożliwia to emisję

**Tablica 6.7:** Parametry dla modelu optycznego lasera InGaAsP/InGaAsP typu VCSEL dla fali o długości 1300 nm i temperatury 300 K.  $n_R$  — fazowy współczynnik załamania,  $n_g$  — grupowy współczynnik załamania,  $dn_R/dT$  — zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą,  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $d\alpha/dT$  — zmiana absorpcji wraz z temperaturą.

warstwa	$n_R$	$n_g$	$dn_R/dT$ [ $10^{-4}/K$ ]	$\alpha$ [1/cm]	$d\alpha/dT$ [ $10^{-2}/(cm \cdot K)$ ]
n-InP	3.203	3.505	2.1	6.2	2.8
n-In <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As <sub>0.10</sub> P <sub>0.90</sub>	3.248	3.607	3.1	5.8	2.8
n-In <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As <sub>0.20</sub> P <sub>0.80</sub>	3.288	3.710	3.4	5.8	2.8
n-In <sub>0.85</sub> Ga <sub>0.15</sub> As <sub>0.30</sub> P <sub>0.70</sub>	3.331	3.832	3.7	5.8	2.8
i-In <sub>0.84</sub> Ga <sub>0.16</sub> As <sub>0.60</sub> P <sub>0.40</sub>	3.600	4.159	3.0	—	—
i-In <sub>0.80</sub> Ga <sub>0.20</sub> As <sub>0.40</sub> P <sub>0.670</sub>	3.380	3.995	4.1	—	—
p-In <sub>0.85</sub> Ga <sub>0.15</sub> As <sub>0.30</sub> P <sub>0.70</sub>	3.331	3.832	3.7	49.5	3.2
p-In <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As <sub>0.20</sub> P <sub>0.80</sub>	3.288	3.710	3.4	49.5	3.2
p-In <sub>0.95</sub> Ga <sub>0.05</sub> As <sub>0.10</sub> P <sub>0.90</sub>	3.248	3.607	3.1	49.5	3.2
p-InP	3.203	3.505	2.1	26.0	3.2
$\alpha$ -Si	3.806	4.208	2.1	10	0
SiO <sub>2</sub>	1.447	1.462	0.11	0	0
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.750	1.772	0.12	0	0

promieniowania o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$ . Znaczna część odłożonego napięcia przypada też na kontakt metaliczny (rysunek 6.9), co wynika ze stosunkowo dużej oporności powierzchniowej kontaktu typu p, oraz na domieszkowany akceptorami InP znajdujący się pomiędzy obszarem czynnym a zwierciadłem  $\alpha$ -Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.

Na rysunku 6.11 ukazany jest przestrzenny rozkład temperatury w laserze. Przedstawione zostały także rozkłady temperatury wzdłuż osi symetrii lasera (rysunek 6.12) oraz w połowie grubości wybranych obszarów modelowanej struktury (rysunek 6.13). Z rysunków tych wynika, że największa temperatura panuje w obszarze czynnym lasera. W przypadku rozkładu temperatury w płaszczyźnie obszaru czynnego wyraźnie zaznacza się krawędź obszaru InGaAsP/InGaAsP. Na uwagę zasługują też liniowe spadki temperatury w obszarach GRINSCH oraz w zwierciadle  $\alpha$ -Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> znajdującym się po tej samej stronie struktury co *heat sink*.

Otrzymany w wyniku samouzgodnionych obliczeń termiczno-elektrycznych przestrzenny rozkład potencjału w symulowanej strukturze umożliwił, w oparciu o różniczkowe prawo Ohma, wyznaczenie rozkładu gęstości prądu płynącego przez przyrząd. Z uwagi na to, że celem przeprowadzonych obliczeń było określenie rozkładów pewnych wielkości fizycznych (między innymi wzmocnienia optycznego) dla proggu akcji laserowej, niezbędna była znajomość rozkładu gęstości prądu w płaszczyźnie

**Tablica 6.8:** Przewodności elektryczne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP obliczone dla temperatur 300 K i 350 K. Dla materiałów domieszkowanych podano dodatkowo koncentrację domieszki.

warstwa	$N_D$ lub $N_A$ [ $10^{18}/\text{cm}^3$ ]	$\sigma(300\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]	$\sigma(350\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]
SiO <sub>2</sub>	—	$1.000\cdot 10^{-8}$	$4.614\cdot 10^{-8}$
TiO <sub>2</sub>	—	$1\cdot 10^{-8}$	$1\cdot 10^{-8}$
n-InP	2	22744	21732
n <sup>++</sup> -InP	30	5	5
p <sup>++</sup> -Al <sub>0.48</sub> In <sub>0.52</sub> As	100	5	5
p-InP	2	1040	841
n-InP	2	22744	21732
n-GaAs	2	22308	19654
n-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	2	411	414
n <sup>+</sup> -GaAs	10	36231	29686
Ti	—	$2.162\cdot 10^6$	$1.827\cdot 10^6$
Pt	—	$9.337\cdot 10^6$	$7.918\cdot 10^6$
Au	—	$4.388\cdot 10^7$	$3.706\cdot 10^7$
Ni	—	$1.391\cdot 10^7$	$1.067\cdot 10^7$
AuGe	—	$1\cdot 10^8$	$1\cdot 10^8$
In	—	$1.392\cdot 10^7$	$1.392\cdot 10^7$
Cu	—	$5.794\cdot 10^7$	$4.839\cdot 10^7$

**Tablica 6.9:** Współczynniki opisujące rekombinację nośników oraz ich dyfuzję (patrz wzór (4.9)) w obszarze czynnym InAsP/InGaAsP modelowanego lasera typu VCSEL obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

parametr	wartość w 300 K	wartość w 350 K
$A$ [1/s]	$4.5\cdot 10^7$	$4.2\cdot 10^7$
$B$ [cm <sup>3</sup> /s]	$7.2\cdot 10^{-11}$	$7.2\cdot 10^{-11}$
$C$ [cm <sup>6</sup> /s]	$5.1\cdot 10^{-29}$	$1.4\cdot 10^{-28}$
$D$ [cm <sup>2</sup> /s]	2.29	2.67

obszaru czynnego. Na podstawie rysunku 6.14 można stwierdzić, że rozkład gęstości prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego jest bardzo nierównomierny. Wraz ze zbliżaniem się do krawędzi obszaru czynnego wartość gęstości prądu wyraźnie rośnie, osiągając maksimum dla odległości równej promieniowi warstw wytworzonych

**Tablica 6.10:** Przewodności cieplne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

material	$k(300\text{ K})$ [W/(m·K)]	$k(350\text{ K})$ [W/(m·K)]
SiO <sub>2</sub>	1.44	1.55
TiO <sub>2</sub>	8.42	7.60
Al <sub>0.48</sub> In <sub>0.52</sub> As	4.46	3.72
InP	68.03	52.07
InAs <sub>0.44</sub> P <sub>0.56</sub>	9.23	8.10
In <sub>0.64</sub> Ga <sub>0.36</sub> As <sub>0.44</sub> P <sub>0.56</sub>	4.99	4.04
Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	25.53	21.06
GaAs	44.05	36.33
Ti	22.00	21.20
Pt	71.70	71.59
Au	317.1	313.9
Ni	90.30	84.60
AuGe	88.34	88.34
In	84	84
Cu	400.8	396.3

z InGaAsP, po czym następuje gwałtowny spadek. Wynika to z obecności warstw p- oraz n-InP ograniczających rozptyw prądu w strukturze do jej centralnej części, na którą składają się przede wszystkim studnie kwantowe.

Mając dany rozkład gęstości prądu progowego możliwe jest wyznaczenie, w wyniku rozwiązania równania dyfuzji (patrz wzór (4.9)), profilu progowej koncentracji nośników (rysunek 6.14). Koncentrując uwagę na obszarze czynnym można zauważyć, że istnieje dość duża rozbieżność między rozkładem obu wielkości. Wzrost koncentracji wraz ze zbliżaniem się do krawędzi tego obszaru nie jest już tak gwałtowny jak miało to miejsce w przypadku gęstości prądu, a maksimum na wykresie sporządzonym dla koncentracji nośników jest wyraźnie przesunięte w stronę osi symetrii lasera. Dyfuzja nośników ułatwia zatem wzbudzenie modów niższego rzędu. Na rysunku 6.14, dla odległości od osi symetrii lasera większej niż 3.5 μm koncentracja nośników nie spada do zera jak miało to miejsce w przypadku gęstości prądu, jednak te nośniki nie przyczyniają się do osiągnięcia progu akcji laserowej w przyrządzie, gdyż znajdują się poza powierzchnią wyznaczoną przez rozmiary obszaru czynnego.

Znajomość rozkładu koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego pozwoliła na wyznaczenie radialnego rozkładu wzmocnienia optycznego (rysunek 6.15).

**Tablica 6.11:** Parametry niezbędne do obliczenia wzmocnienia w obszarze czynnym InAsP/InGaAsP obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

parametr	wartość w 300 K	wartość w 350 K
szerokość studni kwantowej, $d_{QW}$	6.1 nm	6.1 nm
szerokość bariery wewnętrznej, $d_{B,wewn}$	7.5 nm	7.5 nm
szerokość bariery zewnętrznej, $d_{B,zewn}$	15 nm	15 nm
przerwa energetyczna studni kwantowej, $E_{g,QW}$	0.858 eV	0.844 eV
przerwa energetyczna bariery, $E_{g,B}$	1.288 eV	1.270 eV
głębokość st. kwant. w p. przewodnictwa, $\Delta E_{c,QW}$	0.258 eV	0.256 eV
głębokość st. kwant. w p. walencyjnym, $\Delta E_{v,QW}$	0.172 eV	0.170 eV
głębokość falowodu w p. przewodnictwa, $\Delta E_{c,W}$	0.026 eV	0.027 eV
głębokość falowodu w p. walencyjnym, $\Delta E_{v,W}$	0.039 eV	0.040 eV
odległość pasma odszczepionego, $\Delta_{so,QW}$	0.201 eV	0.201 eV
masa efekt. elektronu w studni kwantowej, $m_{e,QW}^*$	0.050 $m_0$	0.049 $m_0$
masa efekt. ciężkiej dziury w st. kwant., $m_{hh,QW}^*$	0.535 $m_0$	0.535 $m_0$
masa efekt. lekkiej dziury w st. kwant., $m_{lh,QW}^*$	0.071 $m_0$	0.071 $m_0$
masa efektywna elektronu w barierze, $m_{e,B}^*$	0.067 $m_0$	0.066 $m_0$
masa efektywna ciężkiej dziury w barierze, $m_{hh,B}^*$	0.541 $m_0$	0.541 $m_0$
masa efektywna lekkiej dziury w barierze, $m_{lh,B}^*$	0.094 $m_0$	0.094 $m_0$
współczynnik załamania dla studni kwant., $n_{R,QW}$	3.450	3.465
czas życia emisji wymuszonej, $\tau$	0.12 ps	0.12 ps

Rozkład wzmocnienia optycznego umożliwia określenie wzmocnienia modowego, które jest miarą dopasowania pola elektromagnetycznego poszczególnych modów promieniowania do panującego w warstwie czynnej rozkładu wzmocnienia optycznego i strat optycznych. Można zatem stwierdzić, że rozkład gęstości prądu ma wpływ na to, jaki kształt przyjmie rozkład natężenia światła dla wzbudzanych modów. Dla progu akcji laserowej symulowany laser pracuje na modzie LP<sub>01</sub>. Kształt tego modu obrazuje rysunek 6.15.

Wytwarzany w laserze rozkład pola elektromagnetycznego dopasowuje się idealnie do konstrukcji rezonatora (rysunek 6.16). Z uwagi na to, że odległość między zwierciadłami jest bardzo duża (około 5  $\mu\text{m}$ ) optyczna długość rezonatora odpowiada dwunastu długościom fali generowanego promieniowania. Powszechnie zapisuje się to poprzez użycie określenia  $12\lambda$ . Powstała fala stojąca, wnikając do kolejnych warstw tworzących dolne i górne zwierciadła, na skutek dużej różnicy współczynników załamania  $\alpha\text{-Si}$  i  $\text{Al}_2\text{O}_3$  oraz  $\alpha\text{-Si}$  i  $\text{SiO}_2$  dość szybko ulega wygaszaniu. Jedna ze strzałek tej fali przypada na obszar czynny (rysunek 6.17), co stanowi warunek



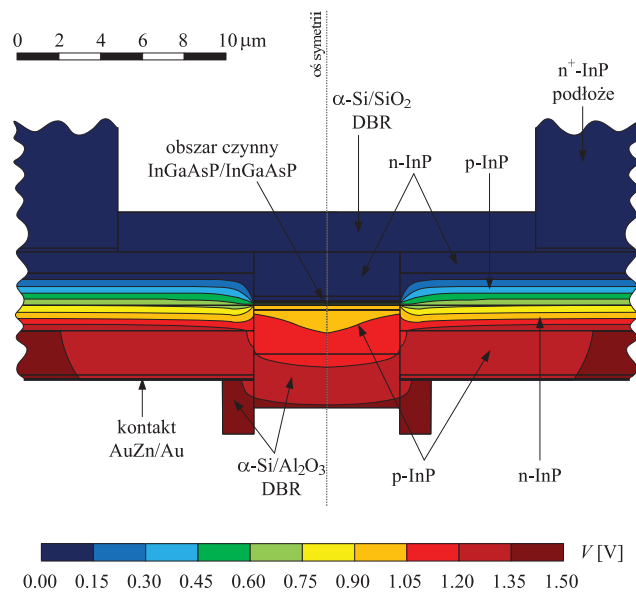
**Tablica 6.12:** Parametry dla modelu optycznego lasera InAsP/InGaAsP typu VCSEL dla fali o długości 1300 nm i temperatury 300 K.  $n_R$  — fazowy współczynnik załamania,  $n_g$  — grupowy współczynnik załamania,  $dn_R/dT$  — zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą,  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $d\alpha/dT$  — zmiana absorpcji wraz z temperaturą.

warstwa	$n_R$	$n_g$	$dn_R/dT$ [ $10^{-4}/K$ ]	$\alpha$ [1/cm]	$d\alpha/dT$ [ $10^{-2}/(cm \cdot K)$ ]
SiO <sub>2</sub>	1.447	1.462	0.11	0	0
TiO <sub>2</sub>	2.484	2.489	0.04	0	0
n-InP	3.203	3.505	2.1	6.2	2.8
n <sup>++</sup> -InP	3.203	3.505	2.1	93	2.8
p <sup>++</sup> -Al <sub>0.48</sub> In <sub>0.52</sub> As	3.180	3.281	1.8	1500	3.2
p-InP	3.203	3.505	2.1	26	3.2
i-InAs <sub>0.44</sub> P <sub>0.56</sub>	3.450	3.900	3.0	—	—
i-In <sub>0.64</sub> Ga <sub>0.36</sub> As <sub>0.44</sub> P <sub>0.56</sub>	3.365	3.972	4.1	—	—
n-InP	3.203	3.505	2.1	6.2	2.8
n-GaAs	3.411	3.676	2.7	12	2.4
n-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	2.951	3.072	1.4	2.5	0.5

uzyskania emisji wymuszonej, a co za tym idzie — akcji laserowej. Strzałki (oraz węzły) występują też na granicy rezonatora i zwierciadeł. To czy na granicy tych warstw występuje strzałka czy węzeł jest zależne od wzajemnej relacji między wartościami współczynników załamania. W sytuacji, gdy przejście następuje z obszaru o większym współczynniku załamania do obszaru o współczynniku mniejszym mamy strzałkę. W odwrotnym przypadku występuje tam węzeł.

Przeprowadzona przeze mnie symulacja pokazała, że modelowany laser pracuje na modzie podstawowym LP<sub>01</sub>, gdy średnica obszaru czynnego należy do przedziału 3–7  $\mu\text{m}$  (rysunek 6.18). Dolną część tego zakresu należy uznać za wynik teoretyczny, gdyż wytworzenie obszaru czynnego o bardzo małej średnicy i niewielkiej ilości defektów nie jest możliwe od strony praktycznej [339]. Zmiana długości fali emitowanego promieniowania widoczna na rysunku 6.18 związana jest z rozkładem wzbudzonego modu wewnątrz rezonatora. W przypadku większego wnikania modu w sąsiadujące z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP warstwy InP o mniejszym współczynniku załamania, obniżany jest efektywny współczynnik załamania dostrzegany przez mod. To z kolei, przy stałych rozmiarach rezonatora i konieczności powstawania w nim fali stojącej, skutkuje zmniejszeniem długości emitowanego promieniowania.

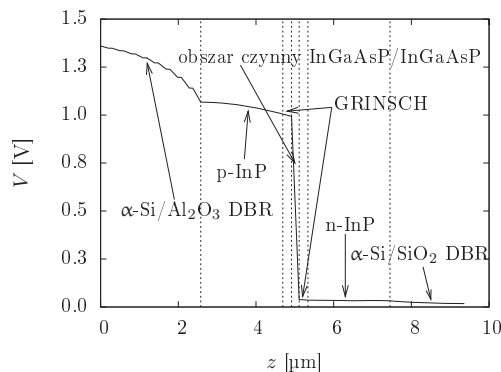
Z obliczeń wynika ponadto, że najmniejsze wartości wzmocnienia niezbędnego do osiągnięcia progu akcji laserowej dla modu podstawowego przypadają na obszary czynne o średnicach z przedziału 5–7  $\mu\text{m}$ . Dodatkowo, im mniejszy rozmiar takiego



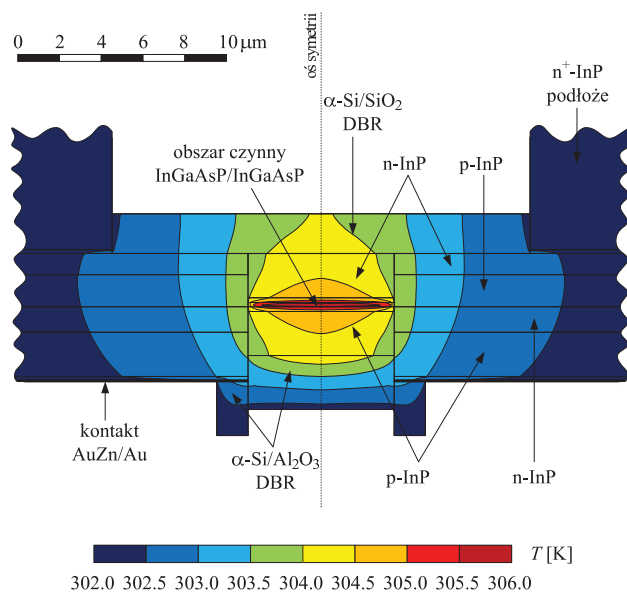
**Rysunek 6.9:** Przestrzenny rozkład potencjału w laserze z obszarem czynnym *InGaAsP/InGaAsP*.

obszaru tym dla wyższej temperatury otoczenia możliwe jest uzyskanie progu akcji laserowej (rysunek 6.19). Wytworzenie niewielkiego obszaru czynnego może sprawiać kłopoty technologiczne, natomiast stosowanie dużych obszarów czynnych niesie ze sobą konieczność przyłożenia do lasera większego napięcia zasilającego, które przekłada się na prąd wstrzykiwany do obszaru czynnego (rysunek 6.19). Na podstawie rysunków 6.18 i 6.19 można stwierdzić, że struktura optymalna powinna mieć obszar czynny o średnicy 5 μm. Najmniejszy obszar czynny w strukturach tego typu, który jest mi znany, ma jednak średnicę o 2 μm większą. Dla obszaru czynnego o takim zatem rozmiarze zbadano wpływ temperatury otoczenia na pracę progową.

W celu wyznaczenia wartości takich wielkości fizycznych, jak: gęstość prądu progowego, progowa koncentracja nośników, temperatura w obszarze czynnym lub progowe wzmocnienie optyczne, dla różnych temperatur otoczenia konieczne było wyznaczenie dla każdej z nich napięcia zasilającego przyrząd (rysunek 6.20). Wzrost temperatury otoczenia sprawia, że temperatura wewnątrz przyrządu staje się coraz wyższa. Największe znaczenie ma niewątpliwie rozkład temperatury w płaszczyźnie obszaru czynnego, który, wykorzystany w modelu optycznym, pozwoli na określenie warunków progowych akcji laserowej.

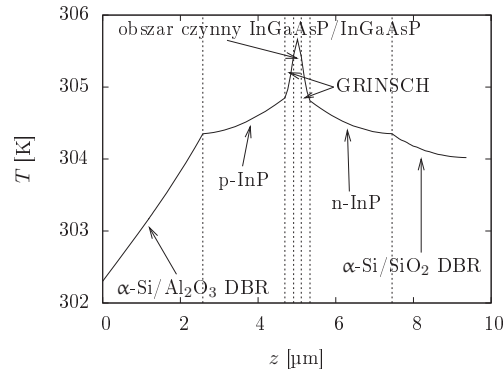


**Rysunek 6.10:** Rozkład potencjału wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

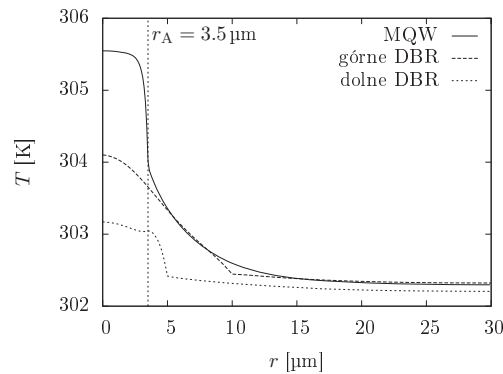


**Rysunek 6.11:** Przestrzenny rozkład temperatury w laserze z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

Zmiana temperatury w obszarze czynnym ma bezpośredni wpływ na zmianę szerokości przerwy energetycznej InGaAsP, z którego wykonane zostały studnie kwantowe, bariery oraz obszar GRINSCH (rysunek 6.21). Wzrost temperatury powoduje zmniejszanie się odległości między pasmami przewodnictwa i walencyjnym. To z kolei przekłada się na zmiany w położeniach dozwolonych poziomów energetycznych,

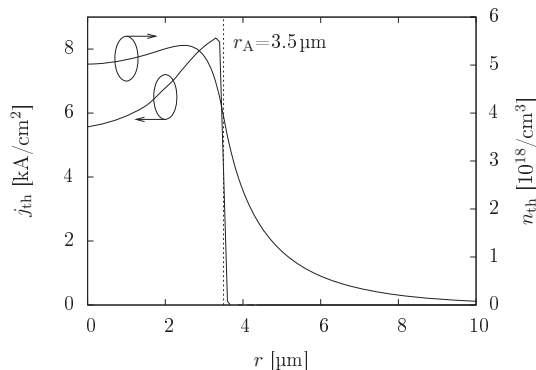


**Rysunek 6.12:** Rozkład temperatury wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

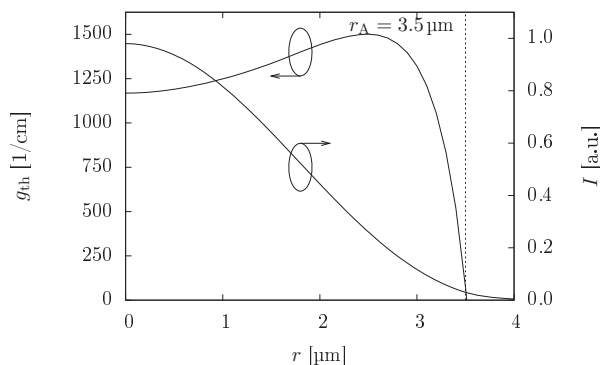


**Rysunek 6.13:** Radialne rozkłady temperatury w połowie grubości wybranych obszarów w laserze z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

pomiędzy którymi dochodzi do emisji wymuszonej. A zatem, wraz ze zmianami temperatury w obszarze czynnym lasera obserwowane będzie przesuwanie się wartości długości fali, dla której wzmocnienie optyczne osiąga wartość maksymalną. Ukazane to zostało na rysunku 6.22, na którym zamieszczone zostały zależności wzmocnienia optycznego od długości fali. Wartości wzmocnienia prezentowane na tym rysunku obliczone zostały dla maksymalnych temperatur w obszarze czynnym oraz progowych koncentracji nośników. Dodatkowo, na rysunku 6.22 zaznaczone są długości fali promieniowania emitowanego przez laser.

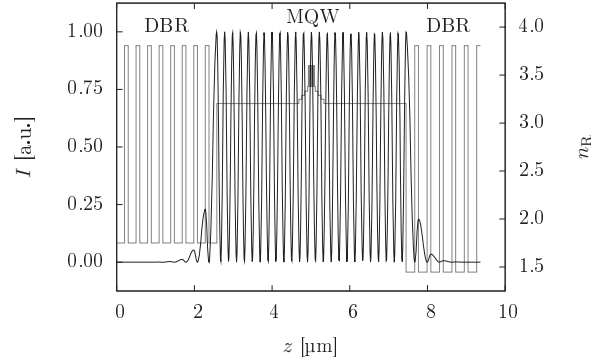


**Rysunek 6.14:** Radialne rozkłady gęstości prądu progowego oraz progowej koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego InGaAsP/InGaAsP modelowanego lasera.

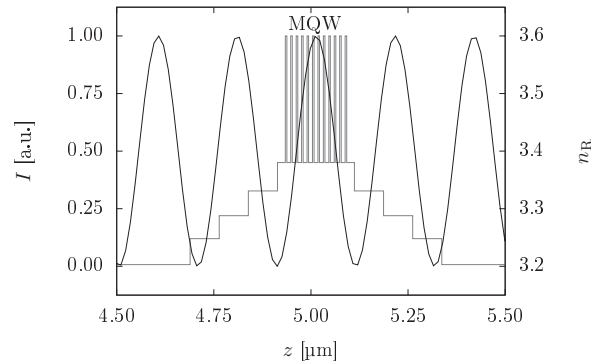


**Rysunek 6.15:** Radialne profile progowego wzmocnienia optycznego oraz wzbudzonego modu promieniowania w płaszczyźnie obszaru czynnego InGaAsP/InGaAsP modelowanego lasera.

Na rysunku 6.22 widać, że wraz ze wzrostem temperatury otoczenia wartość długości fali, dla której wzmocnienie optyczne osiąga wartość maksymalną, przesuwa się w stronę fal dłuższych wyraźnie szybciej niż długość fali promieniowania emitowanego przez laser. Uzyskane w wyniku obliczeń zmiany długości fali wraz z temperaturą (rysunek 6.23) dość dobrze zgadzają się z wartościami podawanymi w publikacjach dotyczących laserów typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/



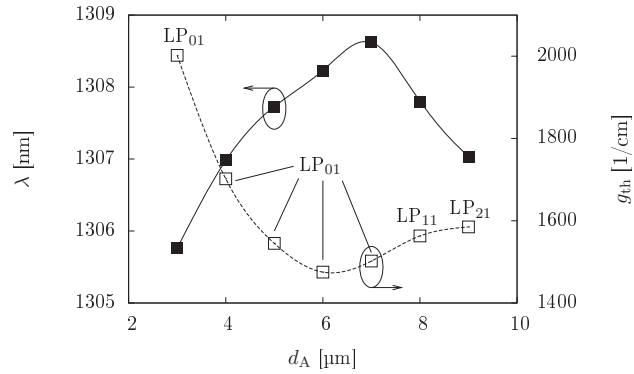
**Rysunek 6.16:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.



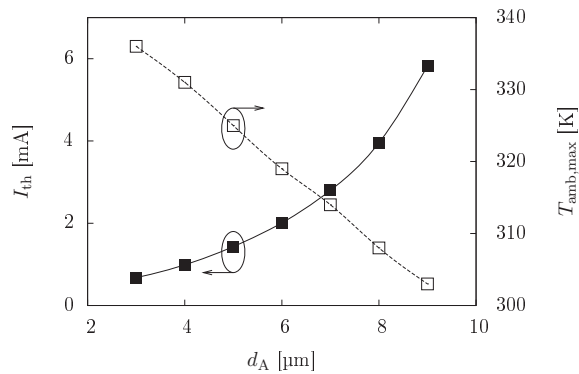
**Rysunek 6.17:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania w rezonatorze lasera z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

InGaAsP emitujących falę z zakresu drugiego okna optycznego dla światłowodów wykonanych ze szkła kwarcowego:  $d\lambda/dT = 0.08 \text{ nm/K}$  [335, 340].

Zachowanie lasera wraz ze wzrostem temperatury można opisać za pomocą parametru  $T_0$  (*characteristic temperature*). Wielkość  $t_a$ , dla laserów o krawędziowej emisji



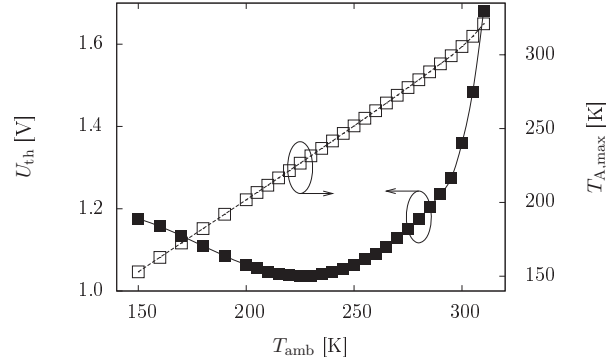
**Rysunek 6.18:** Zależność długości fali promieniowania emitowanego przez laser (linia ciągła) oraz wzmocnienia progowego (linia przerywana) od średnicy obszaru czynnego InGaAsP/InGaAsP. Na rysunku zaznaczono także mody o najniższym progu wzbudzenia.



**Rysunek 6.19:** Zależność prądu progowego (linia ciągła) oraz maksymalnej temperatury otoczenia, dla której możliwe jest uzyskanie progu akcji laserowej (linia przerywana) od średnicy obszaru czynnego InGaAsP/InGaAsP modelowanego lasera.

promieniowania, definiuje się poprzez eksponencjalną zależność wartości prądu progowego  $I_{th}$  od temperatury panującej w obszarze czynnym  $T_A$  [341]:

$$I_{th}(T_A + \Delta T_A) = I_{th}(T_A) \exp\left(\frac{\Delta T_A}{T_0}\right) \quad (6.1)$$

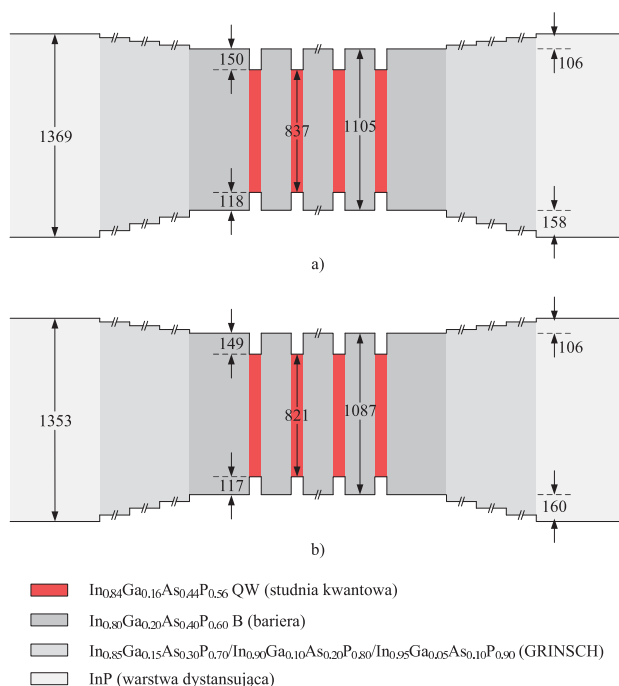


**Rysunek 6.20:** Zależność napięcia progowego (linia ciągła) oraz maksymalnej temperatury w obszarze czynnym (linia przerywana) od temperatury otoczenia dla lasera z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

Często można natknąć się na wzmiankę o tym, że w przypadku laserów typu VCSEL taki sposób obliczania parametru  $T_0$  nie jest słuszny. Uwagi te biorą się stąd, że zależność prądu progowego od temperatury w laserach typu VCSEL jest związana nie tylko z zachodzeniem zmian w wartościach wzmocnienia optycznego i stratach optycznych, jak to ma miejsce w przypadku laserów o emisji krawędziowej, ale także uwarunkowana jest tym, gdzie na spektralnej zależności wzmocnienia optycznego znajduje się długość fali związanej z aktualnym modem promieniowania. Mimo tych krytycznych uwag, parametr  $T_0$  znalazł zastosowanie w przypadku laserów typu VCSEL o czym świadczy mnogość publikacji podających jego wartość dla tych przyrządów. Posługując się nim dla tej grupy laserów, trzeba jednak pamiętać, że istnieje ewentualność otrzymania wartości ujemnej, podczas gdy dla laserów typu EEL jest to niemożliwe.

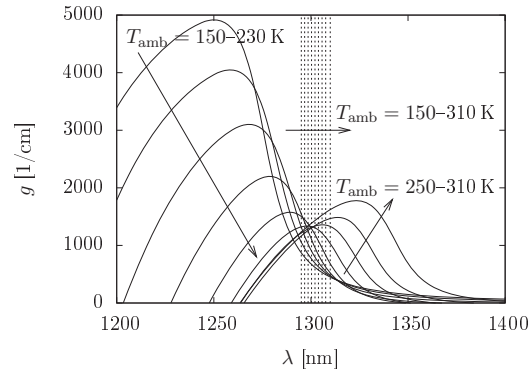
Z uwagi na to, że otrzymane przeze mnie wartości parametru  $T_0$  zostaną porównane z wartościami obliczonymi dla rzeczywistych laserów, do wyznaczenia tego parametru zamiast temperatury w obszarze czynnym brana będzie temperatura otoczenia. Wynika to z faktu, że dokładny pomiar temperatury panującej w obszarze czynnym przyrządu półprzewodnikowego jest niewykonalny. Dla rzeczywistych laserów taki sposób postępowania jest powszechnie przyjęty [335]. Zależność prądu progowego od temperatury w obszarze czynnym dla badanego lasera została ukazana na rysunku 6.24. Wyznaczone z równania (6.1) parametry  $T_0$  dla wybranych przedziałów temperatur otoczenia wynoszą:  $-172$  K (210–230 K), 126 K (235–260 K), 65 K (265–290 K) i 21 K (295–310 K). Otrzymane wyniki są porównywalne z wartościami podawanymi dla laserów typu VCSEL z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP [335]: 49 K (265–290 K) i 29 K (295–310 K).



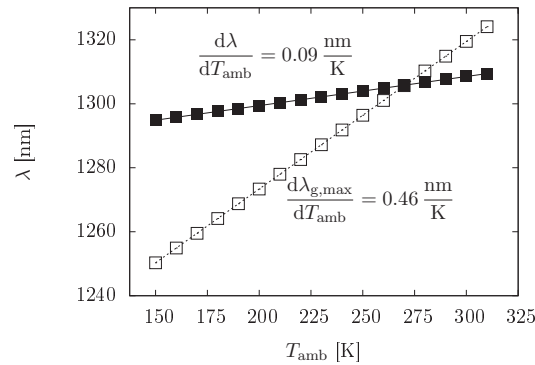


**Rysunek 6.21:** Struktura pasmowa rezonatora w laserze z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP dla wybranych temperatur: a) 250 K i b) 300 K. Wartości energii podane są w meV. W celu zwiększenia przejrzystości rysunku przedstawione zostały jedynie wybrane studnie kwantowe oraz bariery.

Prąd wnikaający do obszaru czynnego lasera powoduje wzrost liczby nośników w tym rejonie. Część nośników, które są wstrzykiwane do obszaru czynnego ulega jednak rekombinacji. Rekombinację dzieli się na promienistą oraz niepromienistą. Z rekombinacją promienistą związany jest współczynnik bimolekularny  $B$ . Do rekombinacji niepromienistej zalicza się rekombinację na defektach punktowych (model Shockley'a-Reeda-Halla) oraz rekombinację Auger. Z mechanizmami rekombinacji niepromienistej wiążą się odpowiednio: współczynnik dyfuzji monomolekularnej  $A$  i współczynnik rekombinacji Auger  $C$ . Prądy związane z wymienionymi mechanizmami rekombinacyjnymi oraz wartości całkowitego prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego dla różnych temperatur otoczenia ukazane zostały na rysunku 6.25. Na rysunku tym widać, że dominującym mechanizmem rekombinacyjnym w modelowanym laserze z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP jest rekombinacja typu

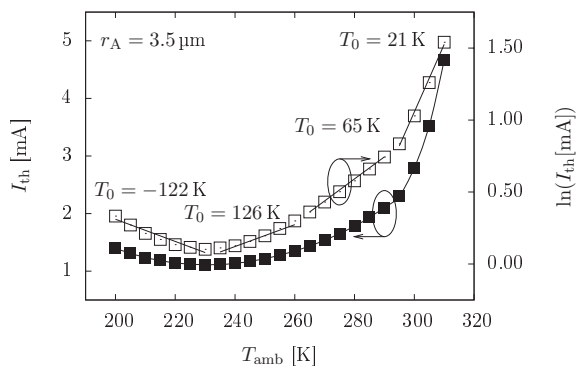


**Rysunek 6.22:** Zależności wzmocnienia optycznego od długości fali dla lasera z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP. Temperatura otoczenia zmieniała się od 150 do 310 K z krokiem 20 K. Liniami przerywanymi zaznaczone zostały długości promieniowania emitowanego przez laser.

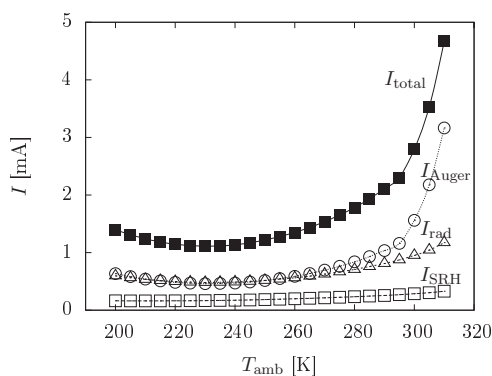


**Rysunek 6.23:** Zależność długości fali promieniowania emitowanego przez laser (linia ciągła) oraz długości fali odpowiadającej maksymalnej wartości wzmocnienia optycznego (linia przerywana) od temperatury otoczenia dla lasera z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

Auger. Jest to wynik oczekiwany, gdyż zjawisko to odgrywa znaczącą rolę w przypadku wiązków o małej przerwie energetycznej [342–344], dla których progowe koncentracje nośników są dość wysokie, a warunek zachowania pędu i energii w trakcie procesu jest łatwy do spełnienia na skutek niewielkiego transferu energii, który podczas niego następuje [345]. Najmniejszy wkład do całkowitej wartości wstrzykiwanego prądu ma natomiast prąd związany z rekombinacją na defektach punktowych, który



**Rysunek 6.24:** Zależność prądu progowego od temperatury otoczenia w laserze z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP. Dla wybranych przedziałów temperatur otoczenia wyznaczone zostały wartości parametru  $T_0$ .



**Rysunek 6.25:** Wkłady poszczególnych mechanizmów rekombinacyjnych do całkowitego prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego InGaAsP/InGaAsP modelowanego lasera oraz ich suma dla różnych wartości temperatury otoczenia;  $I_{SRH}$  — prąd rekombinacji na defektach punktowych,  $I_{rad}$  — prąd rekombinacji promienistej,  $I_{Auger}$  — prąd rekombinacji Auger,  $I_{total}$  — całkowity prąd wstrzykiwany do obszaru czynnego.

ulega jedynie nieznacznej zmianie w badanym zakresie temperatur. Rezultat ten stanowi zakończenie części pracy poświęconej wynikom otrzymanym przeze mnie dla struktury z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP.

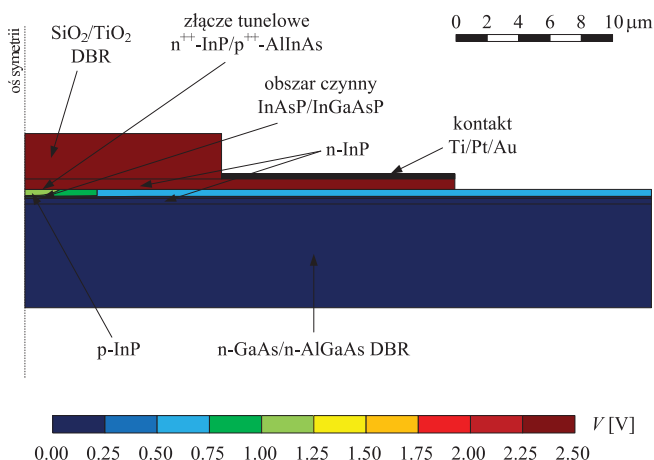
## 6.5 Wyniki symulacji dla lasera InAsP/InGaAsP

Prezentacja wyników dla struktury typu *intracavity* przeprowadzona została w sposób analogiczny jak dla struktury typu *etched-well*. Na podstawie rysunku 2 w pracy [332] przyjęto, że laser z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP wyposażony w złącze tunelowe o średnicy  $5\ \mu\text{m}$  przy temperaturze otoczenia równej  $20^\circ\text{C}$  osiąga próg akcji laserowej dla napięcia zasilającego  $2.5\ \text{V}$ . Odpowiadający temu napięciu prąd progowy to  $0.55\ \text{mA}$ . Znajomość tych wielkości pozwoliła na dobranie parametrów złącza: gęstości wstecznego prądu nasycenia ( $1\ \text{A}/\text{m}^2$ ) i współczynnika kształtu charakterystyki prądowo-napięciowej ( $20.5/\text{V}$ ).

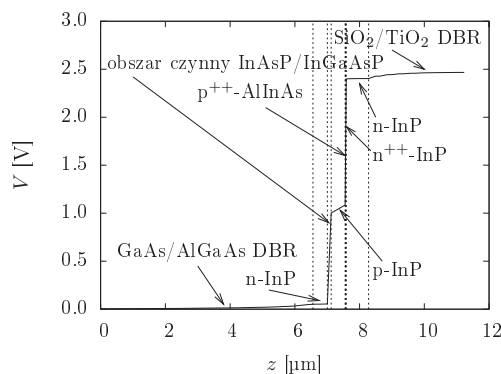
Otrzymany w wyniku symulacji przestrzenny rozkład potencjału w laserze w stanie ustalonym został przedstawiony na rysunku 6.26, natomiast na rysunku 6.27 znajduje się rozkład potencjału wzdłuż osi symetrii lasera. Na złączu p-n odkłada się  $0.95\ \text{V}$ , co pozwala na otrzymanie promieniowania o długości fali  $1.3\ \mu\text{m}$ . Jeszcze większy spadek potencjału (ponad 50% napięcia zasilającego) można zaobserwować na złączu tunelowym. W porównaniu do wymienionych obszarów spadki potencjału na pozostałych warstwach są znikome. Na rysunku 6.27 można zauważyć, że mała przewodność elektryczna InP typu p w stosunku do n-InP skutkuje wyraźnie większą wartością odłożonego na tej warstwie napięcia.

Przestrzenny rozkład temperatury w laserze ukazany został na rysunku 6.28, natomiast rozkłady temperatury wzdłuż osi symetrii lasera oraz w połowie grubości wybranych obszarów modelowanej struktury (w szczególności w płaszczyźnie obszaru czynnego) znajdują się na rysunkach 6.29 i 6.30. Jak można zauważyć, najwyższa temperatura panuje w rejonie złącza tunelowego. Wynika to z faktu, że jego obecność ogranicza rozptył prądu w strukturze do obszaru położonego blisko osi symetrii lasera. Należy tu zwrócić uwagę na to, że maksymalna temperatura panująca w rezonatorze jest dużo wyższa od temperatury otoczenia (o ponad  $30\ \text{K}$ ). Jak się okazuje, dopiero takie warunki pozwalają na powstanie dogodnej różnicy pomiędzy wartościami współczynników załamania (ich wartość zwiększa się wraz ze wzrostem temperatury) w kierunku radialnym badanej struktury, a co za tym idzie — powstanie radialnego efektu falowodowego zapewniającego wzbudzenie modu promieniowania. W przypadku struktur wyposażonych w warstwy oksydowane lub w takich, gdzie obok obszaru czynnego wprowadza się materiał o mniejszym współczynniku załamania (co daje w obu tych strukturach wbudowany efekt falowodowy) nie obserwuje się aż tak dużych przyrostów temperatury w progu akcji laserowej.

Maksymalna gęstość prądu w płaszczyźnie obszaru czynnego dla struktury typu *intracavity* (rysunek 6.31) jest wyraźnie mniejsza niż miało to miejsce w przypadku struktury typu *etched-well* (rysunek 6.14). Nie przeszkodziło to jednak w osiągnięciu koncentracji nośników wynoszącej około  $4.3 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ , która okazała się wystarczająca do osiągnięcia progu akcji laserowej. Prąd po przepłynięciu przez złącze tunelowe



**Rysunek 6.26:** Przestrzenny rozkład potencjału w laserze z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

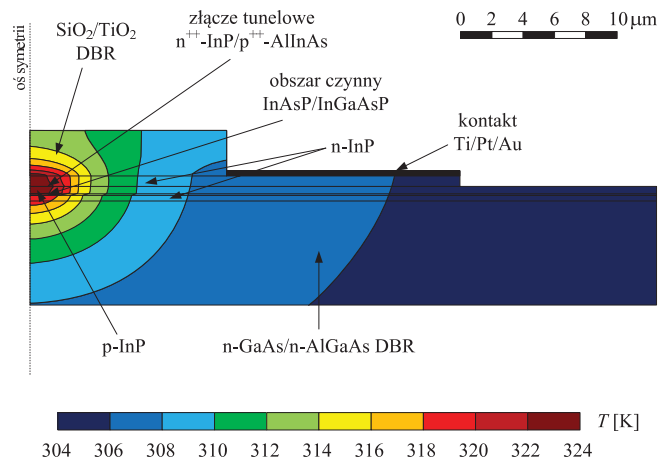


**Rysunek 6.27:** Rozkład potencjału wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

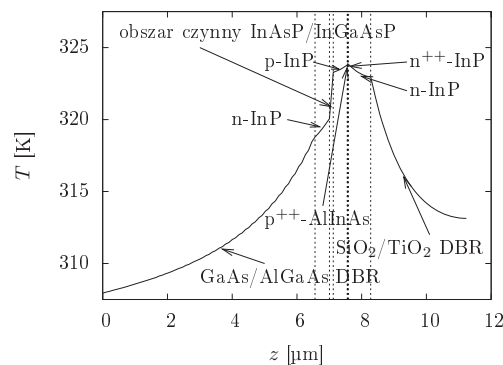
trafia do obszaru czynnego praktycznie nie rozplywając się na boki z uwagi na małą odległość dzielącą te warstwy.

Otrzymany w wyniku obliczeń profil wzmocnienia optycznego (rysunek 6.32) z maksymalną wartością (2000/cm) obserwowaną dla  $r = 0$  prowadzi do wzbudzenia się modu  $LP_{01}$ . Z uwagi na brak apertury, która ograniczałaby mod wzbudzonego promieniowania, zakres rozchodzenia się tego modu jest dużo większy niż przedział, w którym obserwowane są dodatnie wartości wzmocnienia optycznego.

Rozkład modu promieniowania wzdłuż osi symetrii lasera ukazany został na rysunku 6.33. Na skutek wzajemnych relacji między współczynnikami załamania

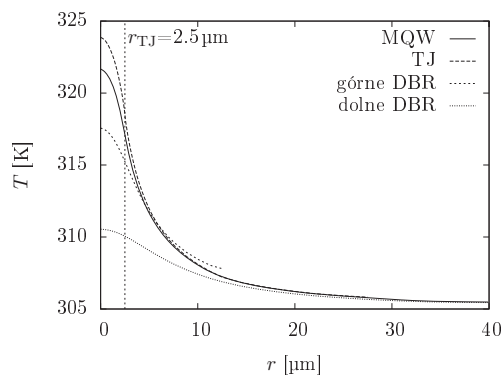


**Rysunek 6.28:** Przestrzenny rozkład temperatury w laserze z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

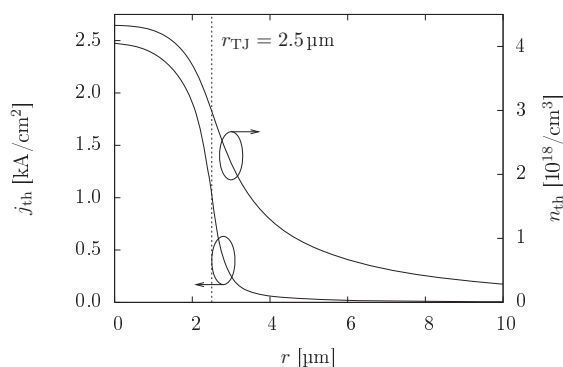


**Rysunek 6.29:** Rozkład temperatury wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

warstw dystansujących i najbliższych im warstw wchodzących w skład zwierciadeł w miejscu styku rezonatora i dolnego zwierciadła przypada węzeł fali stojącej, natomiast strzałka pojawia się tam, gdzie rezonator łączy się z górnym zwierciadłem. O ile nie ma większego znaczenia to czy w wymienionych punktach występować będzie węzeł czy strzałka, to już w przypadku obszaru czynnego niezbędne jest występowanie strzałki. Dodatkowo, bardzo korzystne jest takie zaprojektowanie rezonatora by na złącze tunelowe przypadał węzeł fali stojącej (taka sytuacja ma miejsce w badanej strukturze — patrz rysunek 6.34), ponieważ ten silnie domieszkowany obszar ce-



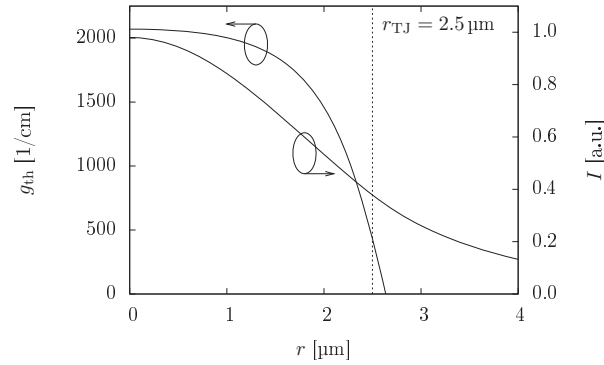
**Rysunek 6.30:** Radialne rozkłady temperatury w połowie grubości wybranych obszarów w laserze z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.



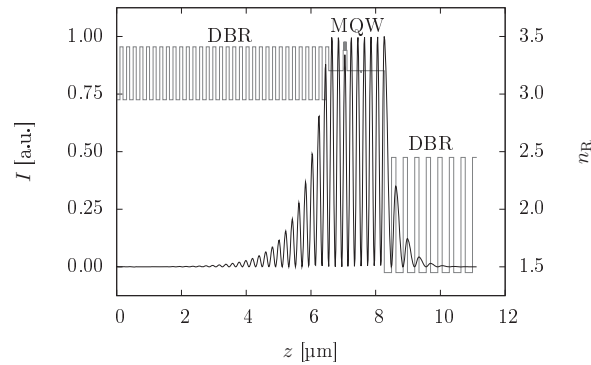
**Rysunek 6.31:** Radialne rozkłady gęstości prądu progowego oraz progowej koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego InAsP/InGaAsP modelowanego lasera.

chuje się wysoką absorpcją promieniowania. Dużo większa różnica współczynników załamania między materiałami dielektrycznymi w górnym zwierciadle niż w przypadku arsenków składających się na dolne zwierciadło sprawia, iż promieniowanie w pierwszym z nich znacznie szybciej ulega wygaszeniu. Stąd wystarczy zaledwie 8 par  $\text{SiO}_2/\text{TiO}_2$ , podczas gdy wymagana liczba par  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$  wynosi aż 32.

Modelowany laser wykazuje pracę na modzie podstawowym  $\text{LP}_{01}$ , dopóki średnica złącza tunelowego nie przekracza  $7 \mu\text{m}$  (rysunek 6.35). Otrzymane wyniki pokazują,



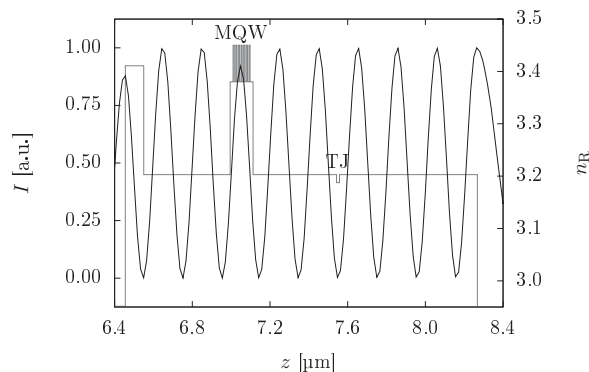
**Rysunek 6.32:** Radialne profile progowego wzmocnienia optycznego oraz wzbudzonego modu promieniowania w płaszczyźnie obszaru czynnego InAsP/InGaAsP modelowanego lasera.



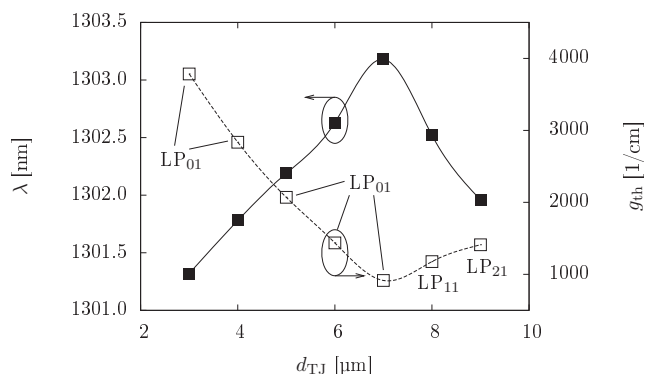
**Rysunek 6.33:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

że dla apertur o małej średnicy następuje znaczny wzrost wzmocnienia wymaganego do osiągnięcia progu akcji laserowej. Wynika on z ograniczonych możliwości ściskania rozkładu promieniowania modu i jego wnikania do obszarów biernych, podczas gdy tylko jego część mieszcząca się w aperturze jest efektywnie wzmacniana. Wzrost wzmocnienia progowego jest obserwowany również dla większych apertur. Związany on jest z przechodzeniem lasera na pracę na modach o coraz to wyższym rzędzie o słabszym dopasowaniu długości fali do profilu wzmocnienia optycznego. Niesie to



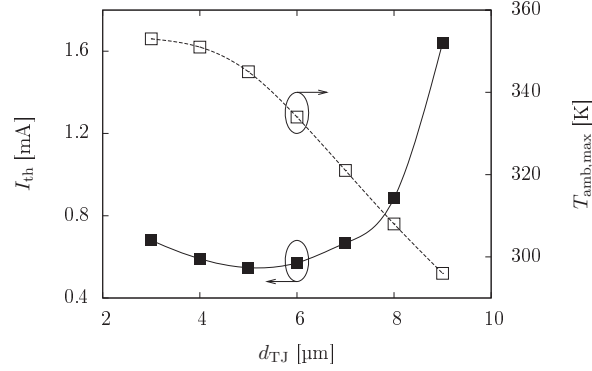


**Rysunek 6.34:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania w rezonatorze lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.



**Rysunek 6.35:** Zależność długości fali promieniowania emitowanego przez laser (linia ciągła) oraz wzmocnienia progowego (linia przerywana) od średnicy złącza tunelowego w laserze z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP. Na rysunku zaznaczono także mody o najniższym progu wzbudzenia.

ze sobą potrzebę zwiększenia prądu progowego (rysunek 6.36), aby zapewnić odpowiednio wysoką koncentrację nośników w obszarze czynnym. Dla dużych rozmiarów złącza tunelowego maleje natomiast maksymalna temperatura otoczenia, dla której można uzyskać akcję laserową (rysunek 6.36). Z uwagi na to, że najniższe wartości prądu progowego (ok. 0.55 mA) dla temperatury pokojowej występują dla złącza tunelowego o średnicy z przedziału 4–6  $\mu\text{m}$  oraz, że dla  $d_{\text{TJ}} \leq 5 \mu\text{m}$  możliwe jest uzyskanie



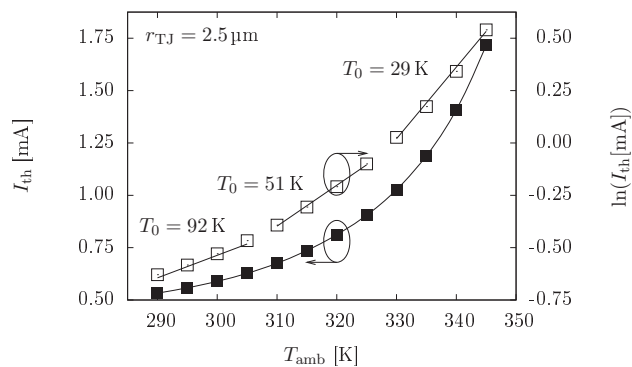
**Rysunek 6.36:** Zależność prądu progowego oraz maksymalnej temperatury, dla której możliwe jest uzyskanie prądu akcji laserowej od średnicy złącza tunelowego w laserze z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

prądu akcji laserowej dla temperatury otoczenia wynoszącej ponad 340 K, wnioskując, że złącze tunelowe o średnicy równej 5  $\mu\text{m}$  ma rozmiar optymalny. Strukturze o takim złączu poświęcona jest dalsza część tego rozdziału.

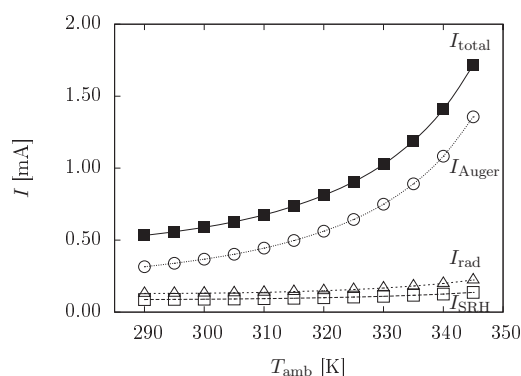
Niski prąd progowy wstrzykiwany do obszaru czynnego badanej struktury można zaobserwować nawet dla temperatur otoczenia wynoszących około 330 K (rysunek 6.37). Parametr  $T_0$  wyznaczony z równania (6.1) dla przedziałów: 290–305 K, 310–325 K, 330–345 K wynosi odpowiednio: 92, 51 i 29 K. Podobne wartości (83, 46 i 28 K) można otrzymać wykorzystując dane ukazane na rysunku 3 w pracy [332], co świadczy o dużej zgodności pomiędzy teorią a eksperymentem.

Nośniki wstrzykiwane do obszaru czynnego ulegają rekombinacji na drodze trzech mechanizmów: rekombinacja promienista, rekombinacja na defektach punktowych oraz rekombinacja Auger, przy czym w badanej strukturze decydującą rolę odgrywa ten ostatni. Prąd związany z niepromienistą rekombinacją Auger dla temperatury otoczenia 290 K przewyższa sumę pozostałych czynników, a wraz z jej wzrostem różnica ta staje się jeszcze wyraźniejsza (rysunek 6.38). Takiego zachowania należało się spodziewać, gdyż InAsP, podobnie jak InGaAsP, jest materiałem o małej przerwie energetycznej. Podobnie jak miało to miejsce w strukturze z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP, najmniejsze znaczenie ma rekombinacja na defektach punktowych.

Różnicę pomiędzy temperaturą wewnątrz przyrządu a temperaturą otoczenia ukazuje rysunek 6.39. Już dla temperatury pokojowej występuje rozbieżność o około 30 K, natomiast dla maksymalnej temperatury otoczenia, w której osiągnięty został próg akcji laserowej, różnica temperatur wynosiła niemal 50 K. Na rysunku 6.39 ukazane zostały również wartości napięcia progowego. Rośnie ono wraz ze wzrostem



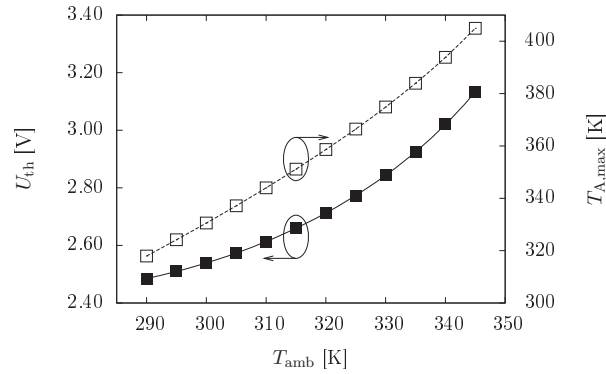
**Rysunek 6.37:** Zależność prądu progowego od temperatury otoczenia w laserze z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP. Dla wybranych przedziałów temperatur otoczenia wyznaczone zostały wartości parametru  $T_0$ .



**Rysunek 6.38:** Wkłady poszczególnych mechanizmów rekombinacyjnych do całkowitego prądu  $I_{\text{total}}$  wstrzykiwanego do obszaru czynnego InAsP/InGaAsP modelowanego lasera dla różnych temperatur otoczenia;  $I_{\text{SRH}}$  — prąd rekombinacji na defektach punktowych,  $I_{\text{rad}}$  — prąd rekombinacji promienistej,  $I_{\text{Auger}}$  — prąd rekombinacji Auger.

temperatury, a jego wzrost jest w przybliżeniu liniowy dla zbadanego przedziału temperatur otoczenia.

Wzrost temperatury otoczenia oraz napięcia zasilającego powodują wzrost temperatury w obszarze czynnym i prowadzą do zmniejszania się przerw energetycznych materiału studni, barier oraz warstw dystansujących (rysunek 6.40). Skutkuje to



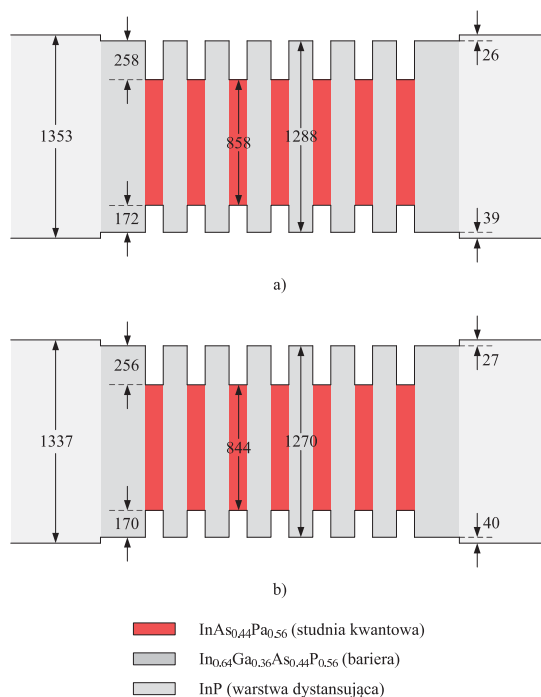
**Rysunek 6.39:** Zależność napięcia progowego (linia ciągła) oraz maksymalnej temperatury w obszarze czynnym (linia przerywana) od temperatury otoczenia dla lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

zmianą położeń dozwolonych poziomów energetycznych, a co za tym idzie — przesuwaniem się wartości długości fali, dla której wzmocnienie optyczne osiąga maksimum. Przedstawione to zostało na rysunku 6.41. Do wyznaczenia zależności wzmocnienia od długości fali posłużyły maksymalne wartości temperatury w obszarze czynnym oraz progowej koncentracji nośników. Zarówno długość fali promieniowania emitowanego przez laser, jak i ta, dla której wzmocnienie ma wartość maksymalną, przesuwają się wraz ze wzrostem temperatury otoczenia w stronę fal dłuższych, przy czym szybciej przesuwa się ta ostatnia. Obliczone zmiany długości fali wraz z temperaturą (rysunek 6.42) wykazują zgodność z danymi eksperymentalnymi dla podobnych struktur:  $d\lambda/dT = 0.1 \text{ nm/K}$  [332].

## 6.6 Wnioski

W niniejszym rozdziale przedstawione zostały dwa modele półprzewodnikowych laserów typu VCSEL z fosforkowymi obszarami czynnymi w postaci studni kwantowych emitujących promieniowanie o długości fali  $1.3 \mu\text{m}$ . Przeprowadzona symulacja komputerowa obejmowała cały zakres zjawisk fizycznych zachodzących w tych przyrządach, natomiast niezbędne do wykonania obliczeń parametry materiałowe zostały wybrane z danych zamieszczonych w dostępnych publikacjach.

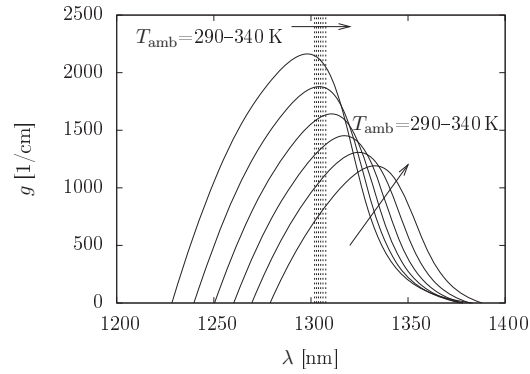
Wyniki otrzymane dla struktury typu *etched-well* z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP, w którym oba zwierniadła składają się z materiałów dielektrycznych pokazały, że laser taki nie jest przystosowany do pracy w otoczeniu o wysokiej temperaturze. Już dla temperatur powyżej 310 K osiągnięcie progu



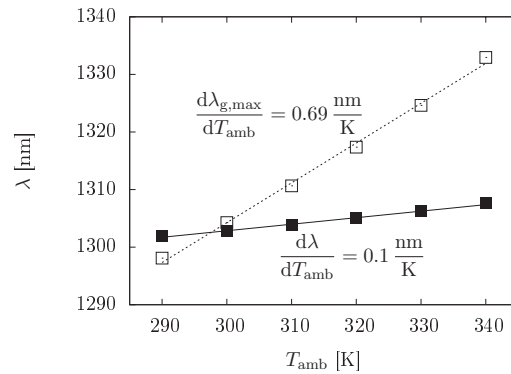
**Rysunek 6.40:** Struktura pasmowa obszaru czynnego w laserze z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP dla wybranych temperatur: a) 300 K i b) 350 K. Wartości energii podane są w meV.

akcji laserowej staje się niewykonalne. Dobrze opisuje to parametr  $T_0$ , który dla przedziału obejmującego temperaturę pokojową wynosi zaledwie 21 K. Osiągnięcie odpowiednio wysokiego wzmocnienia jest tu niemożliwe, głównie z uwagi na znaczną ucieczkę elektronów z obszaru czynnego spowodowaną przez małą (149 meV) nieciągłość krawędzi pasma przewodnictwa między studnią a barierą. Choć przedstawione wyniki koncentrują się na progowej pracy lasera warto pamiętać, że otoczenie rezonatora takimi materiałami jak:  $\alpha$ -Si, SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, które mają małe przewodności cieplne (dla 300 K wynoszą one odpowiednio: 1.0, 1.4 i 2.5 W/(m·K)), może nieść ze sobą spore ograniczenia w przypadku pracy nadprogowej, gdzie jednym z najważniejszych rezultatów jest maksymalna moc emitowanego promieniowania, a odprowadzanie generowanego ciepła jest sprawą kluczową.

W przypadku drugiego lasera o strukturze typu *intracavity*, gdzie studnie kwantowe i bariery wykonano odpowiednio z InAsP oraz InGaAsP, możliwa jest praca w temperaturze otoczenia wynoszącej 345 K. Parametr  $T_0$  obliczony dla zakresu temperatur 330–345 K wynosi 29 K (więcej niż miało to miejsce w przypadku poprzedniej



**Rysunek 6.41:** Zależności wzmocnienia optycznego od długości fali dla lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP. Temperatura otoczenia zmieniała się od 290 do 340 K z krokiem 10 K. Liniami przerywanymi zaznaczone zostały długości promieniowania emitowanego przez laser.



**Rysunek 6.42:** Zależność długości fali promieniowania emitowanego przez laser (linia ciągła) oraz długości fali odpowiadającej maksymalnej wartości wzmocnienia optycznego (linia przerywana) od temperatury otoczenia dla lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP.

struktury dla przedziału 295–310 K), natomiast dla zakresu 290–305 K aż 92 K. Ten dobry wynik należy zawdzięczać bardzo dużej odległości pomiędzy krawędziami pasma przewodnictwa studni i bariery, która wynosi niemal 260 meV. Sporą wadą jest natomiast konieczność stosowania techniki *wafel fusion* do łączenia fosforkowego rezonatora i dolnego zwierciadła wykonanego z materiałów arsenkowych.

W celu uniknięcia potrzeby łączenia rezonatora hodowanego na podłożu z InP ze zwierciadłem wytworzonym na GaAs, całą strukturę można oprzeć na materiałach fosforkowych, decydując się na zastosowanie warstw wykonanych z InGaAsP i InP do produkcji zwierciadeł. Niestety, bardzo mała różnica wartości współczynników załamania tych materiałów wymusza potrzebę użycia dużej liczby warstw, co redukuje przewodność elektryczną tego zwierciadła (szczególnie po stronie p). Dodatkowo, InGaAsP będący związkem poczwórnym ma małą przewodność cieplną, przez co wykorzystanie go do budowy zwierciadeł przyczyniłoby się do mało efektywnego odprowadzania ciepła z rezonatora do *heat sinku* przez zwierciadła InGaAsP/InP. Warto także dodać, że z uwagi na brak możliwości oksydowania warstw fosforkowych, w celu ograniczenia rozprywu prądu w strukturze należy stosować złącze tunelowe bądź trawić fragment rezonatora sąsiadujący z obszarem czynnym i umieszczać tam warstwy w takiej kolejności by były one spolaryzowane w kierunku zaporowym i nie przewodziły prądu (oba rozwiązania miały zastosowanie w badanych strukturach).

Dokonując porównania modelowanych w niniejszym rozdziale struktur można stwierdzić, że nastąpił wyraźny postęp w wytwarzaniu laserów typu VCSEL z fosforkowym obszarem czynnym emitujących promieniowanie o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$ . O ile struktury ze studniami kwantowymi wykonanymi z InGaAsP wciąż nie spełniają odpowiednich warunków, aby mogło dojść do ich komercjalizacji, to nie jest wykluczone, że nowe rozwiązania, takie jak przyrządy bazujące na obszarze czynnym InAsP/InGaAsP, mogą w przyszłości odnieść sukces. Już teraz oferują one korzystne charakterystyki, a dalsza ich optymalizacja przy jednoczesnym rozwoju technologii wytwarzania może sprawić, że lasery te zdobędą przynajmniej część rynku telekomunikacyjnego.

## Rozdział 7

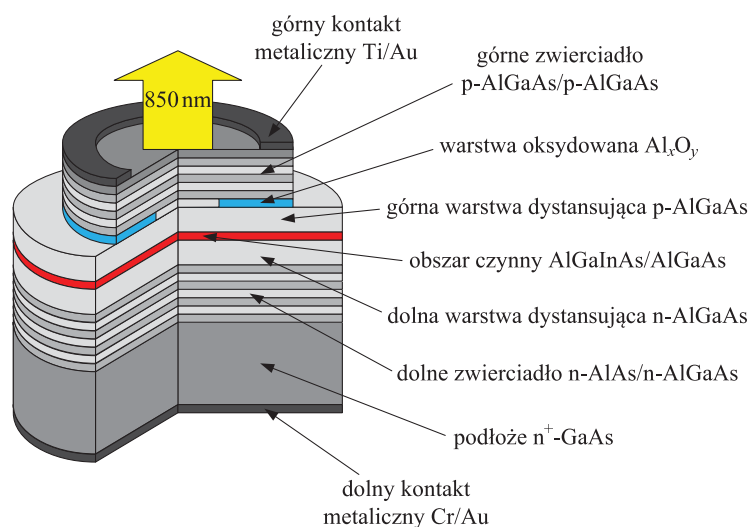
# Fosforkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci studni kwantowych wykonanych z AlGaInAs

Alternatywą dla laserów typu VCSEL ze studniami kwantowymi wykonanymi z InGaAsP lub InAsP, którym poświęcony został poprzedni rozdział, są przyrządy z obszarem czynnym składającym się z warstw AlGaInAs. Materiał ten umożliwia emisję promieniowania o długości fali zarówno w zakresie drugiego (1.3  $\mu\text{m}$ ), jak i trzeciego (1.55  $\mu\text{m}$ ) okna optycznego w przypadku światłowodów wykonanych ze szkła kwarcowego. Stosowanie AlGaInAs w połączeniu z InP umożliwia uzyskanie większej nieciągłości w paśmie przewodnictwa niż w przypadku systemu materiałowego InGaAsP/InP [346, 347]. Własność ta znajduje odbicie w większym ograniczeniu ruchu elektronów przebywających w obszarze czynnym, a to z kolei prowadzi do redukcji prądu progowego podczas pracy lasera w wysokiej temperaturze. Możliwe jest zatem posługiwanie się laserem bazującym na kombinacji materiałowej AlGaInAs/InP bez potrzeby stosowania dodatkowych urządzeń schładzających, co wraz z obniżonym zapotrzebowaniem na energię i zredukowanymi rozmiarami przyrządów odpowiedzialnych za transmisję sygnału znacząco obniża koszt całego przedsięwzięcia. Rozwiązanie to przyczyniło się do dużego wzrostu zainteresowania przyrządami z obszarem czynnym w postaci studni kwantowych AlGaInAs. W niniejszym rozdziale przedstawione zostały charakterystyki eksploatacyjne otrzymane dla jednego z najnowszych laserów tego typu.



## 7.1 Przegląd wybranych konstrukcji

Lasery typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci studni kwantowych wykonanych z AlGaInAs pojawiły się w połowie lat 90. ubiegłego wieku. Pierwszym, który wykazywał pracę z falą ciągłą w temperaturze pokojowej był laser ukazany na rysunku 7.1 zaprezentowany podczas jednej z konferencji w 1996 roku [348]. Była to struktura typu *top emitting* wyhodowana metodą MBE (ang.



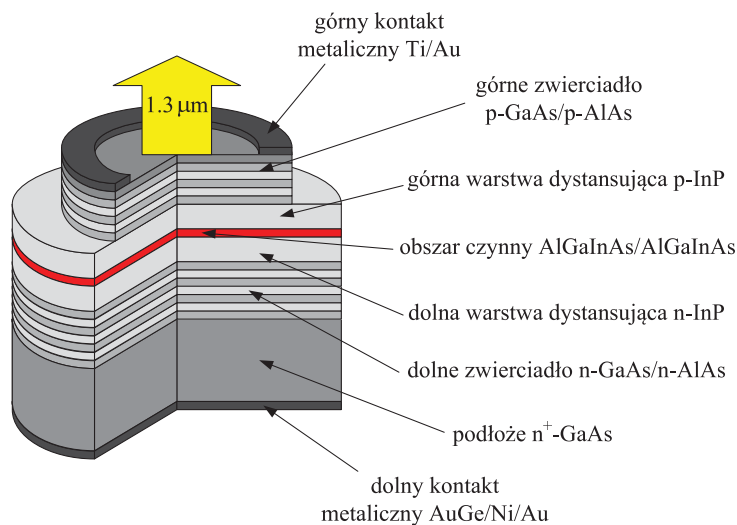
**Rysunek 7.1:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaAs przedstawionej w pracy [348].

*Molecular Beam Epitaxy* — epitaksja z wiązek molekularnych) na podłożu z GaAs o dopasowanych sieciowo zwierciadłach składających się z 25.5 pary n-AlAs/n-Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As (dolne) oraz 19 par p-Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As/p-Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.9</sub>As (górne). Wprowadzenie warstwy AlAs na styku górnego zwierciadła i rezonatora, a następnie selektywna oksydacja tego obszaru, umożliwiły wytworzenie w tym miejscu apertury ograniczającej rozptyw prądu płynącego od górnego kontaktu o kształcie pierścienia do planarnej elektrody przymocowanej do dolnej powierzchni podłoża. Obszar czynny składał się z trzech naprzężonych studni kwantowych, o szerokości 8 nm każda, wykonanych z Al<sub>0.12</sub>Ga<sub>0.66</sub>In<sub>0.22</sub>As i rozdzielonych barierami z Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As o tej samej szerokości co studnie. Pomiedzy tym obszarem a zwierciadłami znajdowały się warstwy dystansujące powstałe z Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As. Grubość optyczna opisanego rezonatora wynosiła zaledwie 1  $\lambda$ . Długość fali emitowanego promieniowania wynosiła 860 nm i przypadła na przedział długości fali odpowiadający pierwszemu oknu optycznemu. Dla apertury o średnicy 7  $\mu$ m laser ten wyróżniał się bardzo niską wartością prądu

progowego (1.3 mA). Zwiększenie rozmiaru apertury do 11  $\mu\text{m}$  umożliwiło otrzymanie promieniowania o bardzo wysokiej mocy wyjściowej (5.5 mW).

Znacznie niższą wartość prądu progowego uzyskano w niecały rok później [349]. Wynosiła ona zaledwie 156  $\mu\text{A}$  dla temperatury pokojowej oraz 110  $\mu\text{A}$  dla 230 K. Zmniejszeniu uległa jednak moc emitowanego promieniowania, która nie przekraczała 0.5 mW. Zwiększenie jej o kolejne 0.3 mW spowodowało wzrost prądu progowego do około 210  $\mu\text{A}$ . Laser, dla którego uzyskano te wyniki, różnił się od tego z rysunku 7.1 liczbą warstw składających się na zwierciadła (32.5 i 22), rozmiarem apertury (2.8  $\mu\text{m}$ ) oraz tym, że średnica rezonatora i górnego zwierciadła były identyczne.

W 1997 roku doniesiono również o pierwszym laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/InP emitującym promieniowanie o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$  [350], którego zwierciadła i rezonator hodowane były na osobnych podłożach, a następnie łączone metodą *wafer fusion* [351, 352]. Struktura tego lasera ukazana została na rysunku 7.2. Zarówno górne jak i dolne zwierciadło tworzyły domieszkowane warstwy GaAs/AlAs

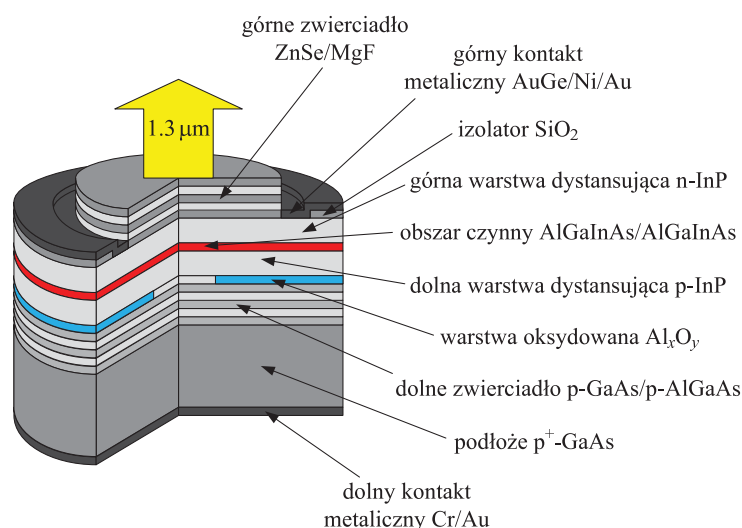


**Rysunek 7.2:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs przedstawionej w pracy [350].

powstałe za pomocą MOCVD na podłożu z GaAs. Tę samą metodę wykorzystano przy tworzeniu rezonatora, na który składało się: dziewięć studni kwantowych o szerokościach 4.5 nm wykonanych z AlGaInAs poddanego naprężeniom rozciągającym (+1.15%), dziesięć barier o niemal dwukrotnie większej szerokości (8.5 nm) oraz warstwy dystansujące n-InP oraz p-InP. Podobnie jak w strukturach z prac [348, 349]

kontakt typu p miał kształt pierścienia i znajdował się na górnym zwierciadle, natomiast kontakt typu n przymocowany był do podłoża. Laser ten pracował w temperaturze pokojowej jedynie impulsowo. Dla tego trybu pracy gęstość prądu progowego wyniosła zaledwie  $4.2 \text{ kA/cm}^2$ , co w roku 1997 było najniższą wartością odnotowaną dla laserów typu VCSEL emitujących promieniowanie z zakresu drugiego okna optycznego. Wśród tych przyrządów opisywany laser wyróżniał się również najwyższą mocą emitowanego promieniowania ( $4.6 \text{ mW}$ ). Wyznaczona wartość parametru  $T_0$  w przedziale temperatur  $288\text{--}326 \text{ K}$  wynosiła  $132 \text{ K}$ , co było najlepszym wynikiem dla laserów wytwarzających promieniowanie o długościach fali z zakresu  $1.30\text{--}1.55 \mu\text{m}$ . Mniejszą wartość ( $T_0 = 53 \text{ K}$ ) otrzymano dla temperatur otoczenia powyżej  $326 \text{ K}$ , natomiast pracę impulsową obserwowano aż do  $71^\circ\text{C}$ , co również było imponującym rezultatem.

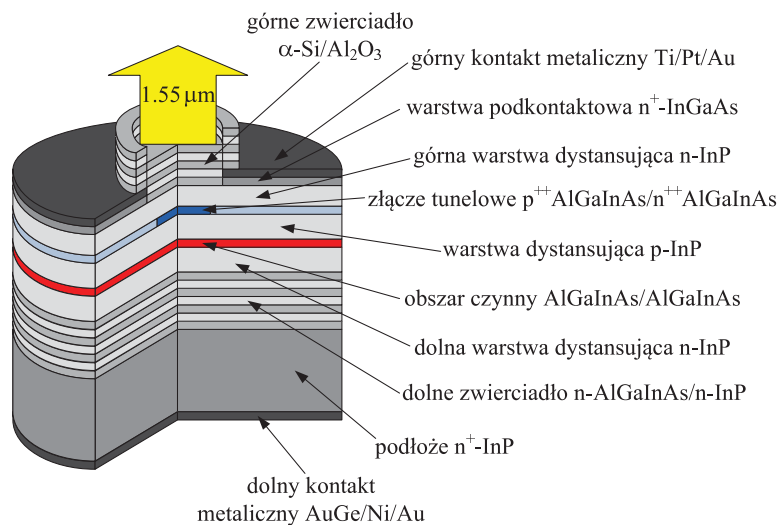
Pół roku później ten sam zespół zaproponował nowatorską strukturę (rysunek 7.3) lasera typu VCSEL umożliwiającą otrzymanie promieniowania o długości



**Rysunek 7.3:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs przedstawionej w pracy [353].

fali  $1.3 \mu\text{m}$ , w której tylko jedno zwierciadło łączone było metodą *wafer fusion* z rezonatorem [353]. Dolne zwierciadło arsenkowe typu p (28 par) hodowane było na silnie domieszkowanym akceptorami podłożu z GaAs. W ostatniej warstwie AlGaAs składającej się na to zwierciadło, na skutek oksydacji, wytwarzana była apertura elektryczna ograniczająca rozptył prądu. Do tego obszaru mocowany był rezonator, zawierający dziewięć naprężonych ( $+1.15\%$ ) studni kwantowych wykonanych z warstw AlGaInAs oraz dziesięć barier o szerokościach odpowiednio  $5.2$  i  $8.7 \text{ nm}$ .

Górna powierzchnia rezonatora stykała się ze zwierciadłem wykonanym z ZnSe oraz MgF (6 par). Ponieważ materiały te nie przewodzą prądu górny kontakt wykonano w postaci pierścienia i umieszczono na tej części rezonatora, która nie była przesłonięta przez górne zwierciadło. Zastosowane rozwiązania konstrukcyjne umożliwiły otrzymanie, dla pracy z falą ciągłą, prądu progowego wynoszącego zaledwie 1 mA o rekordowo niskiej gęstości wynoszącej  $1.57 \text{ kA/cm}^2$  (średnica apertury wynosiła  $9 \mu\text{m}$ ). Wartości te uzyskano dla temperatury otoczenia równej  $20^\circ\text{C}$ . Z uwagi na wysoką odbijalność górnego zwierciadła moc emitowanego promieniowania wynosiła zaledwie  $35 \mu\text{W}$ .

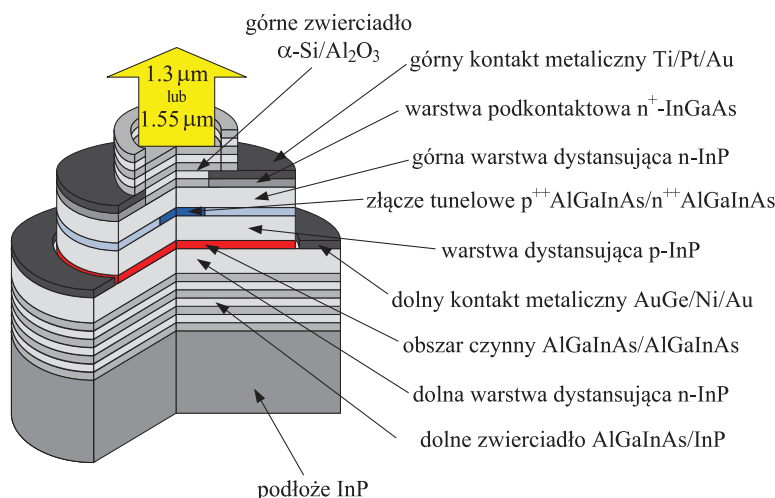


**Rysunek 7.4:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs przedstawionej w pracy [354].

Dużo prostszą do wytworzenia strukturę (rysunek 7.4) zaprezentowano w pracy [354]. W jednym procesie wzrostu powstawały: podłoże z InP, dopasowane do niego sieciowo dolne zwierciadło n-AlGaInAs/n-InP (40 par), obszar czynny (sześć studni kwantowych wykonanych z AlGaInAs), warstwy dystansujące, złącze tunelowe  $p^{++}$ -AlGaInAs/ $n^{++}$ -AlGaInAs oraz warstwa podkontaktowa z InGaAs. Centralną część tej warstwy poddawano trawieniu, w celu zredukowania absorpcji promieniowania na swobodnych nośnikach, a na pozostałym obszarze umieszczany był górny kontakt metaliczny. Drugi z kontaktów znajdował się na dolnej powierzchni podłoża. Ostatni etap budowy lasera to osadzanie górnego zwierciadła wykonanego z materiałów dielektrycznych  $\alpha$ -Si/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> (4 pary). Dla pracy z falą ciągłą w temperaturze pokojowej prąd progowy zmierzony dla tego przyrządu to jedynie 0.45 mA przy napięciu progowym 1.3 V. Maksymalna moc emitowanego promieniowania o długości fali

1.55  $\mu\text{m}$  przy pracy jednomodowej wynosiła 1 mW. Wyniki te otrzymano dla złącza tunelowego o średnicy 5  $\mu\text{m}$ . Zwiększenie średnicy tego obszaru do 12  $\mu\text{m}$  umożliwiło otrzymanie maksymalnej mocy wynoszącej około 2.5 mW, przy czym była to już praca wielomodowa.

Zmodyfikowaną wersję struktury z rysunku 7.4 można znaleźć w pracy [355]. Jak można zauważyć na rysunku 7.5, główna różnica wynika z umiejscowienia

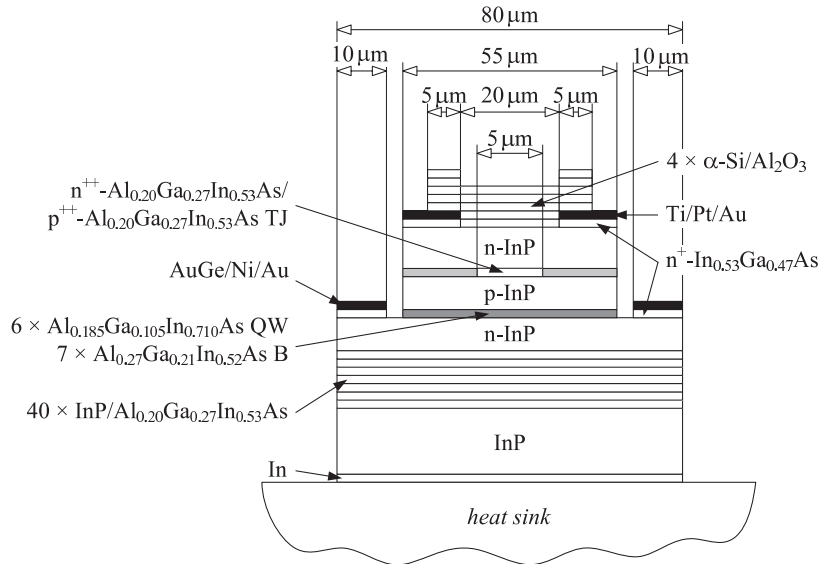


**Rysunek 7.5:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs przedstawionej w pracy [355].

dolnego kontaktu. Ma on kształt pierścienia i przesunięty został tak, by znalazł się nad zwierciadłem AlGaInAs/InP. W ten sposób uniknięto przepływu prądu przez kilkadziesiąt warstw AlGaInAs/InP. Takie rozwiązanie pociągnęło za sobą potrzebę trawienia struktury aż do dolnej warstwy dystansującej, na której osadzono metaliczny kontakt. Opisywana struktura, po dobraniu odpowiedniego składu materiałowego obszaru czynnego i dolnego zwierciadła oraz grubości warstw, umożliwiała emisję promieniowania o długości fali 1.3 lub 1.55  $\mu\text{m}$ . Maksymalne moce wyjściowe przy pracy wielomodowej w temperaturze pokojowej uzyskane dla apertury o średnicy 10  $\mu\text{m}$  to odpowiednio 4 oraz 5 mW. Zastosowanie apertury o mniejszym rozmiarze (5  $\mu\text{m}$ ) umożliwiło pracę z jednym modem. Moce promieniowania były w tym przypadku o ponad połowę mniejsze (1.7 oraz 2.0 mW). Warto dodać, że oba lasery oferowały pracę z falą ciągłą nawet w temperaturach otoczenia przekraczających 100°C, a dla tak wysokiej temperatury jak 85°C możliwe było osiągnięcie mocy wyjściowej równej 0.6 mW (zarówno dla fali o długości 1.3  $\mu\text{m}$ , jak i 1.55  $\mu\text{m}$ ).

## 7.2 Modelowana struktura

Struktura, która została zamodelowana w tym rozdziale to zaprezentowany w pracy [355] laser typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs, którego dolne zwierciadło wykonane jest z warstw AlGaInAs/InP, a górne z materiałów dielektrycznych (rysunek 7.5). Olbrzymią zaletą tej konstrukcji jest to, że można ją wytworzyć w jednym procesie technologicznym, podczas którego na podłożu osadzone są kolejno: dolne zwierciadło, warstwy dystansujące rozdzielone obszarem składającym się ze studni kwantowych oraz barier, złącze tunelowe, a także warstwa podkontaktowa (rysunek 7.6). Rozmieszczenie kontaktów w taki sposób, by prąd



**Rysunek 7.6:** Przekrój przez modelowany laser półprzewodnikowy typu VCSEL o strukturze typu *double intracavity* z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs. W celu lepszego uwidocznienia szczegółów konstrukcji skala nie została zachowana.

płynął jedynie przez rezonator sprawia, że jest to struktura typu *double intracavity*. Podłoże wykonane z InP o grubości 150 μm nie musi być tu domieszkowane, podobnie jak dopasowane do niego sieciowo 40 par warstw Al<sub>0.20</sub>Ga<sub>0.27</sub>In<sub>0.53</sub>As/InP. Domieszki wprowadzane są głównie do warstw dystansujących utworzonych z InP, przy czym domieszką donorową traktuje się InP umieszczony na obu końcach rezonatora, natomiast akceptory wprowadzane są do warstwy rozdzielającej obszar czynny i złącze tunelowe. Koncentracja domieszki w warstwach n-InP oraz p-InP wynosi 5·10<sup>18</sup>/cm<sup>3</sup>. Na obszar czynny składa się sześć poddanych naprężeniom studni kwantowych wykonanych z Al<sub>0.185</sub>Ga<sub>0.105</sub>In<sub>0.710</sub>As rozdzielonych barierami utworzonymi

z  $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.21}\text{In}_{0.53}\text{As}$ . Materiał ten, o składzie chemicznym dobranym tak by jego umieszczenie na InP nie generowało naprężeń, posłużył także do budowy złącza tunelowego  $\text{p}^{++}\text{-Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}/\text{n}^{++}\text{-Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}$ , gdzie koncentracja domieszek wynosi odpowiednio:  $1 \cdot 10^{20}/\text{cm}^3$  i  $3 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ . Na górnej warstwie dystansującej znajduje się cienka (200 nm) warstwa podkontaktowa wykonana z InGaAs typu n, w której poziom domieszek jest również wysoki ( $5 \cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ ). Warstwa ta jest w centralnej części wytrawiona, przez co górne zwierciadło (cztery pary  $\alpha\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ ) styka się bezpośrednio z rezonatorem, a emitowane promieniowanie nie ulega absorpcji na dużej ilości swobodnych nośników. Na pozostałej powierzchni warstwy  $\text{n}^+\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  umieszczony jest górny kontakt, który, podobnie jak i dolny, ma kształt pierścienia. Ciepło z takiej struktury odprowadzane jest poprzez miedziany *heat sink* przymocowany lutem na osnowie indu do dolnej powierzchni podłoża.

W tabeli 7.1 zestawione zostały grubości wszystkich warstw występujących w opisanej strukturze. Średnice dolnego i górnego zwierciadła oraz rezonatora wynoszą od-

**Tablica 7.1:** Grubości warstw w laserze półprzewodnikowym typu VCSEL o strukturze typu *double intracavity* z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

warstwa	grubość [nm]
$\alpha\text{-Si}$ (górne zwierciadło)	96
$\text{Al}_2\text{O}_3$ (górne zwierciadło)	199
n-InP (górną warstwa dystansująca)	688
$\text{n}^{++}\text{-Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}$ (złącze tunelowe)	20
$\text{p}^{++}\text{-Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}$ (złącze tunelowe)	20
p-InP (centralna warstwa dystansująca)	429
i- $\text{Al}_{0.185}\text{Ga}_{0.105}\text{In}_{0.710}\text{As}$ (studnia kwantowa)	4.4
i- $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.21}\text{In}_{0.52}\text{As}$ (bariera wewnętrzna)	8.4
i- $\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.21}\text{In}_{0.52}\text{As}$ (bariera zewnętrzna)	16.8
n-InP (dolna warstwa dystansująca)	451
$\text{n}^+\text{-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$ (warstwa podkontaktowa)	200
i-InP (dolne zwierciadło)	101
i- $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}$ (dolne zwierciadło)	93
i-InP (podłoże)	$1.5 \cdot 10^5$

powiednio 80, 20 i 55  $\mu\text{m}$ . Przyjęto również, że wewnętrzny brzeg dolnego kontaktu oddalony jest od rezonatora w kierunku radialnym o 5  $\mu\text{m}$ . Średnica i wysokość bloku miedzi wynoszą po 5 mm, natomiast grubość lutu to 3  $\mu\text{m}$ .

### 7.3 Dane materiałowe przyjęte do symulacji

Wartości parametrów materiałowych (dla wybranych temperatur) wykorzystanych w modelowaniu struktury ukazanej na rysunku 7.6 zebrane zostały w tabelach 7.2–7.6. Szersze omówienie tego tematu obejmujące, między innymi, stosowane zależności oraz metody interpolacji można znaleźć w rozdziale 5.

**Tablica 7.2:** Przewodności elektryczne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs obliczone dla temperatur 300 K i 350 K. Dla materiałów domieszkowanych podano dodatkowo koncentrację domieszki.

warstwa	$N_D$ lub $N_A$ [ $10^{18}/\text{cm}^3$ ]	$\sigma(300\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]	$\sigma(350\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]
$\alpha$ -Si	—	$3\cdot 10^{-3}$	$3\cdot 10^{-3}$
$\text{Al}_2\text{O}_3$	—	$1\cdot 10^{-12}$	$1\cdot 10^{-12}$
n-InP	5	33641	32215
$n^{++}$ - $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}$	30	5	5
$p^{++}$ - $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}$	100	5	5
p-InP	5	1503	1231
n-InP	5	33641	32215
$n^+$ - $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	2	31239	30886
i- $\text{Al}_{0.20}\text{Ga}_{0.27}\text{In}_{0.53}\text{As}$	—	$5\cdot 10^{-7}$	$5\cdot 10^{-7}$
i-InP	—	$5\cdot 10^{-6}$	$5\cdot 10^{-6}$
Ti	—	$2.162\cdot 10^6$	$1.827\cdot 10^6$
Pt	—	$9.337\cdot 10^6$	$7.918\cdot 10^6$
Au	—	$4.388\cdot 10^7$	$3.706\cdot 10^7$
Ni	—	$1.391\cdot 10^7$	$1.067\cdot 10^7$
AuGe	—	$1\cdot 10^8$	$1\cdot 10^8$
In	—	$1.392\cdot 10^7$	$1.392\cdot 10^7$
Cu	—	$5.794\cdot 10^7$	$4.839\cdot 10^7$

W tabeli 7.2 znajdują się obliczone dla wybranych temperatur oraz założone przeze mnie przewodności elektryczne domieszkowanych materiałów półprzewodnikowych wchodzących w skład badanej struktury, dielektryków tworzących zwierciadła, metali wchodzących w skład kontaktów, a także miedzi (*heat sink*) oraz indu (lut). Przy wyznaczaniu rozplywu prądu istotne są także oporności powierzchniowe kontaktów metalicznych. Do obliczeń przyjęto, że wynoszą one:  $2\cdot 10^{-5}\ \Omega\cdot\text{cm}^2$  i  $2\cdot 10^{-6}\ \Omega\cdot\text{cm}^2$  (kontakty Ti/Pt/Au i AuGe/Ni/Au). Przy ustalaniu tych parametrów kierowano się



**Tablica 7.3:** Współczynniki opisujące rekombinację nośników oraz ich dyfuzję (patrz wzór (4.9)) w obszarze czynnym AlGaInAs/AlGaInAs modelowanego lasera typu VCSEL obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

parametr	wartość w 300 K	wartość w 350 K
$A$ [1/s]	$2.6 \cdot 10^8$	$3.2 \cdot 10^8$
$B$ [cm <sup>3</sup> /s]	$3.8 \cdot 10^{-10}$	$1.1 \cdot 10^{-10}$
$C$ [cm <sup>6</sup> /s]	$5.5 \cdot 10^{-28}$	$9.3 \cdot 10^{-28}$
$D$ [cm <sup>2</sup> /s]	3.0	3.5

**Tablica 7.4:** Przewodności cieplne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

materiał	$k(300\text{ K})$ [W/(m·K)]	$k(350\text{ K})$ [W/(m·K)]
$\alpha$ -Si	0.98	1.04
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	2.5	2.5
Al <sub>0.20</sub> Ga <sub>0.27</sub> In <sub>0.53</sub> As	4.14	3.92
InP	68.03	52.07
Al <sub>0.185</sub> Ga <sub>0.105</sub> In <sub>0.710</sub> As	4.99	4.72
Al <sub>0.27</sub> Ga <sub>0.21</sub> In <sub>0.52</sub> As	4.13	3.91
In <sub>0.53</sub> Ga <sub>0.47</sub> As	4.41	4.02
Ti	22.00	21.20
Pt	71.70	71.59
Au	317.1	313.9
Ni	90.30	84.60
AuGe	88.34	88.34
In	84	84
Cu	400.8	396.3

tym, aby otrzymać napięcie oraz prąd progowy porównywalne z wartościami dla zbliżonych konstrukcji.

W tabeli 7.3 podane zostały wartości parametrów niezbędnych do rozwiązania równania dyfuzji.

Obliczone wartości przewodności cieplnych materiałów wchodzących w skład badanej struktury zostały zestawione w tabeli 7.4. Dodatkowo, w celu wyznaczenia temperatury dla dolnej powierzchni *heat sinku* założono, że wartość współczynnika przekazywania ciepła między spodem *heat sinku* a otoczeniem wynosi

**Tablica 7.5:** Parametry niezbędne do obliczenia wzmocnienia w obszarze czynnym AlGaInAs/AlGaInAs obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

parametr	wartość w 300 K	wartość w 350 K
szerokość studni kwantowej, $d_{QW}$	4.4 nm	4.4 nm
szerokość bariery wewnętrznej, $d_{B,wewn}$	8.4 nm	8.4 nm
szerokość bariery zewnętrznej, $d_{B,zewn}$	16.8 nm	16.8 nm
przerwa energetyczna studni kwantowej, $E_{g,QW}$	0.836 eV	0.819 eV
przerwa energetyczna bariery, $E_{g,B}$	1.140 eV	1.120 eV
głębokość st. kwant. w p. przewodnictwa, $\Delta E_{c,QW}$	0.219 eV	0.217 eV
głębokość st. kwant. w p. walencyjnym, $\Delta E_{v,QW}$	0.085 eV	0.084 eV
głębokość falowodu w p. przewodnictwa, $\Delta E_{c,W}$	0.153 eV	0.156 eV
głębokość falowodu w p. walencyjnym, $\Delta E_{v,W}$	0.060 eV	0.061 eV
odległość pasma odszczepionego, $\Delta_{so,QW}$	0.341 eV	0.341 eV
masa efekt. elektronu w st. kwantowej, $m_{e,QW}^*$	0.046 $m_0$	0.046 $m_0$
masa efekt. ciężkiej dziury w st. kwant., $m_{hh,QW}^*$	0.484 $m_0$	0.484 $m_0$
masa efekt. lekkiej dziury w st. kwant., $m_{lh,QW}^*$	0.054 $m_0$	0.054 $m_0$
masa efektywna elektronu w barierze, $m_{e,B}^*$	0.060 $m_0$	0.060 $m_0$
masa efektywna ciężkiej dziury w barierze, $m_{hh,B}^*$	0.523 $m_0$	0.523 $m_0$
masa efektywna lekkiej dziury w barierze, $m_{lh,B}^*$	0.070 $m_0$	0.070 $m_0$
współczynnik załamania dla studni kwant., $n_{R,QW}$	3.530	3.545
czas życia emisji wymuszonej, $\tau$	0.1 ps	0.1 ps

$h_b = 50 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  [338]. Dla bocznej krawędzi *heat sinku* przekazywanie ciepła zachodzi mniej efektywnie:  $h_s = 10 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$  [338].

Parametry stosowane do obliczania wzmocnienia w obszarze czynnym AlGaInAs/AlGaInAs zebrane zostały w tabeli 7.5.

Parametry charakteryzujące własności optyczne warstw składających się na badaną konstrukcję zebrane zostały w tabeli 7.6.

## 7.4 Wyniki symulacji

W podrozdziale tym zaprezentowane zostaną wyniki komputerowej symulacji zjawisk fizycznych zachodzących dla pracy z falą ciągłą w laserze typu VCSEL z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs. Struktura typu *double intracavity* tego lasera ukazana została na rysunku 7.6. Wykorzystane w obliczeniach wartości parametrów przedstawione zostały w podrozdziale 7.3. Prezentacja wyników otrzymanych dla

**Tablica 7.6:** Parametry dla modelu optycznego lasera AlGaInAs/AlGaInAs typu VCSEL dla fali o długości 1300 nm i temperatury 300 K.  $n_R$  — fazowy współczynnik załamania,  $n_g$  — grupowy współczynnik załamania,  $dn_R/dT$  — zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą,  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $d\alpha/dT$  — zmiana absorpcji wraz z temperaturą.

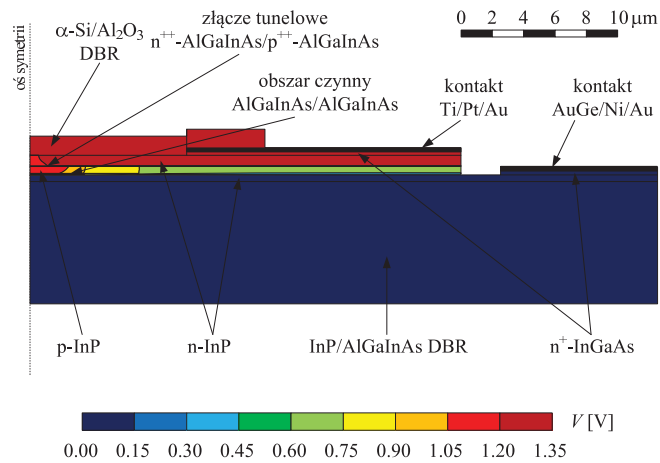
warstwa	$n_R$	$n_g$	$dn_R/dT$ [ $10^{-4}/K$ ]	$\alpha$ [1/cm]	$d\alpha/dT$ [ $10^{-2}/(cm \cdot K)$ ]
$\alpha$ -Si	3.806	4.208	2.1	10	0
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	1.750	1.772	0.12	0	0
n-InP	3.203	3.505	2.1	15.5	2.8
n <sup>++</sup> -Al <sub>0.20</sub> Ga <sub>0.27</sub> In <sub>0.53</sub> As	3.513	3.915	3.0	6	2.8
p <sup>++</sup> -Al <sub>0.20</sub> Ga <sub>0.27</sub> In <sub>0.53</sub> As	3.513	3.915	3.0	1300	3.2
p-InP	3.203	3.505	2.1	65.0	3.2
i-Al <sub>0.185</sub> Ga <sub>0.105</sub> In <sub>0.710</sub> As	3.530	3.918	3.0	—	—
i-Al <sub>0.27</sub> Ga <sub>0.21</sub> In <sub>0.52</sub> As	3.500	3.918	3.0	—	—
n-InP	3.203	3.505	2.1	15.5	2.8
i-InP	3.203	3.505	2.1	0.1	0
i-Al <sub>0.20</sub> Ga <sub>0.27</sub> In <sub>0.53</sub> As	3.513	3.915	3.0	0.1	0

różnych rozmiarów złącza tunelowego oraz szerokiego zakresu temperatur otoczenia odbędzie się w cylindrycznym układzie współrzędnych ukazanym na rysunku 4.1.

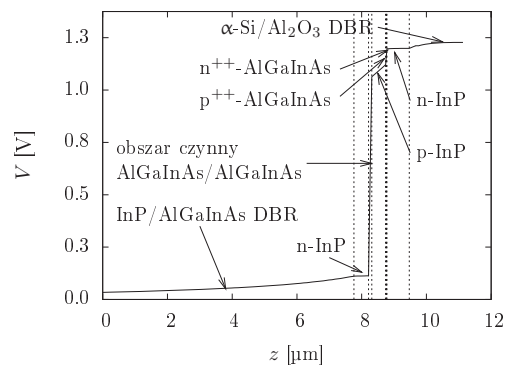
Na podstawie rysunków 8 i 9 zamieszczonych w pracy [355] przyjęto, że laser z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs wyposażony w złącze tunelowe o średnicy 5  $\mu\text{m}$  w temperaturze otoczenia równej 25°C osiąga próg akcji laserowej dla napięcia zasilającego 1.28 V. Odpowiadający temu napięciu prąd progowy to 0.61 mA. Znajomość tych wielkości pozwoliła na dobranie parametrów złącza: gęstości wstecznego prądu nasycenia (1 A/m<sup>2</sup>) i współczynnika kształtu charakterystyki prądowo-napięciowej (20/V).

Otrzymany w wyniku symulacji przestrzenny rozkład potencjału w laserze w stanie ustalonym został przedstawiony na rysunku 7.7, natomiast na rysunku 7.8 znajduje się rozkład potencjału wzdłuż osi symetrii lasera. Na złączu p-n odkłada się 0.95 V, co pozwala na otrzymanie promieniowania o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$ . Wyraźne, aczkolwiek dużo mniejsze, spadki potencjału widoczne są również na złączu tunelowym oraz warstwie dystansującej p-InP. Na pozostałych obszarach napięcie odkłada się w niewielkich ilościach. Wynika to głównie z faktu, że badana struktura jest typu *double intracavity*, a więc pomiędzy kontaktami metalicznymi znajduje się jedynie rezonator.

Przestrzenny rozkład temperatury w laserze ukazany został na rysunku 7.9, natomiast rozkłady temperatury wzdłuż osi symetrii lasera oraz w połowie grubości

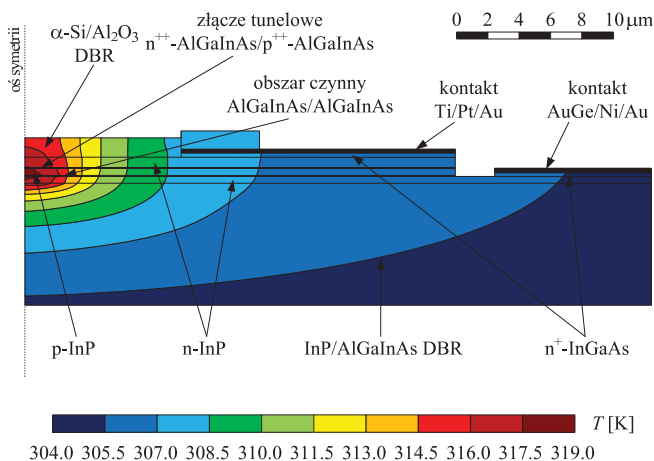


**Rysunek 7.7:** Przestrzenny rozkład potencjału w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

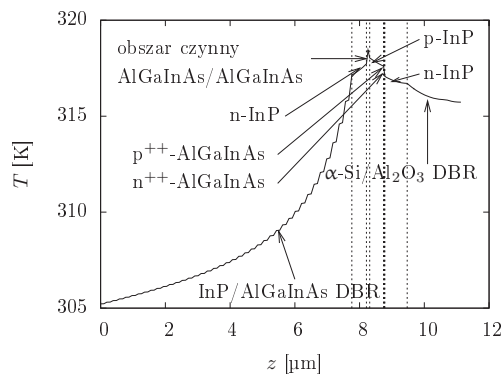


**Rysunek 7.8:** Rozkład potencjału wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

wybranych obszarów modelowanej struktury (w szczególności w płaszczyźnie obszaru czynnego) znajdują się na rysunkach 7.10 i 7.11. Najwyższa temperatura panuje w pobliżu obszaru czynnego i złącza tunelowego. W tym właśnie rejonie, na skutek ograniczenia rozptyłu prądu, ma on największą gęstość. Na wydzielanie ciepła ma także wpływ generowanie promieniowania w obszarze czynnym. Maksymalna temperatura panująca w rezonatorze jest o około 20 K wyższa od temperatury otoczenia, a obserwowany na rysunku 7.9 przestrzenny jej rozkład powoduje, że pomiędzy współczynnikami załamania dla poszczególnych warstw lasera powstają korzystne różnice



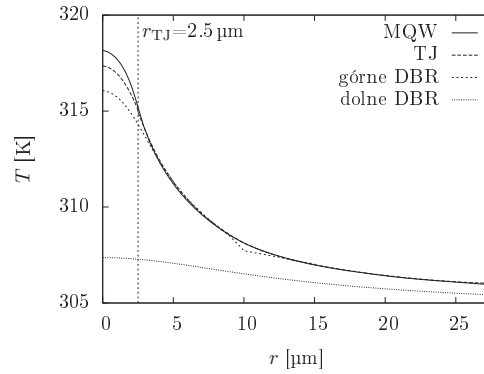
**Rysunek 7.9:** Przemianowy rozkład temperatury w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.



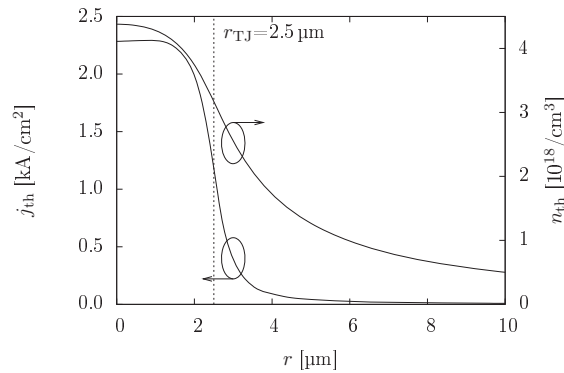
**Rysunek 7.10:** Rozkład temperatury wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

w kierunku radialnym badanej struktury. Efektem tego jest możliwość wzbudzenie modu promieniowania, mimo iż w modelowanym laserze nie występuje ograniczenie optyczne w postaci warstwy oksydowanej.

Obecność złącza tunelowego w badanej strukturze typu *double intracavity* powoduje stosunkowo jednorodny rozkład prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego, co widać na rysunku 7.12. Na skutek dyfuzji nośników rozkład ich koncentracji nie jest już tak jednorodny. Maksymalna koncentracja nośników wynosząca  $4.4 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  to



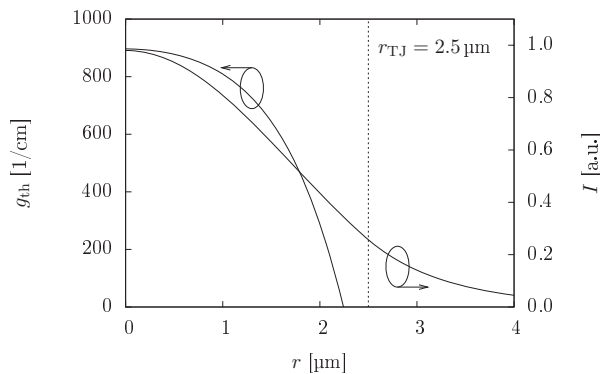
**Rysunek 7.11:** Radialne rozkłady temperatury w połowie grubości wybranych obszarów w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.



**Rysunek 7.12:** Radialne rozkłady gęstości prądu progowego oraz progowej koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego AlGaInAs/AlGaInAs modelowanego lasera.

wartość progowa dla badanej struktury. Umożliwia ona, dla danego rozmiaru złącza tunelowego i danej temperatury otoczenia, osiągnięcie progu akcji laserowej. Otrzymana wartość jest niemal identyczna, jak w przypadku lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP opisanego w poprzednim rozdziale, dla którego wielkość ta wyniosła  $4.3 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ .

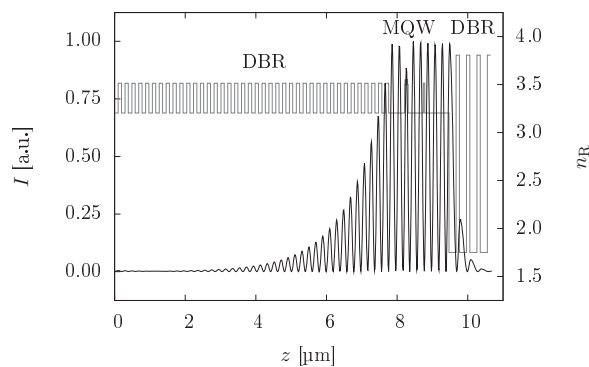
W badanej strukturze wzbudzeniu ulega mod podstawowy  $LP_{01}$  (rysunek 7.13). Zjawisko to zachodzi przy wzmocnieniu progowym wynoszącym około 900/cm. Ponieważ nie występuje tu apertura optyczna, jedynym czynnikiem powodującym



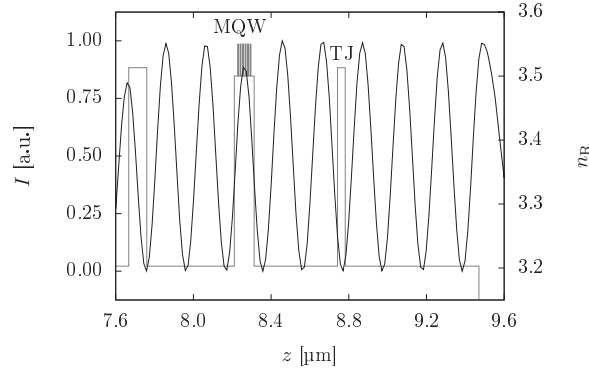
**Rysunek 7.13:** Radialne profile progowego wzmocnienia optycznego oraz wzbudzonego modu promieniowania w płaszczyźnie obszaru czynnego AlGaInAs/AlGaInAs modelowanego lasera.

ograniczenie wzbudzonego modu promieniowania jest różnica między współczynnikami załamania. Efekt ten rzutuje na kształt modu, który jest wyraźnie szerszy niż złącze tunelowe.

Na rysunku 7.14 ukazany został rozkład modu promieniowania wzdłuż osi symetrii lasera. Rezonator zaprojektowany został tak, by jego długość optyczna była 4.25 razy większa od długości fali emitowanego promieniowania. Na jeden z jego końców



**Rysunek 7.14:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

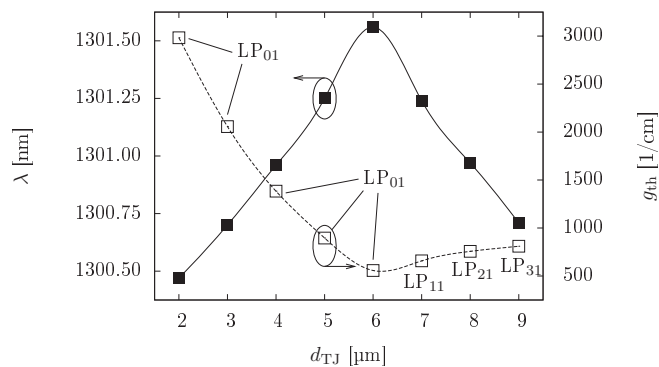


**Rysunek 7.15:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania w rezonatorze lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

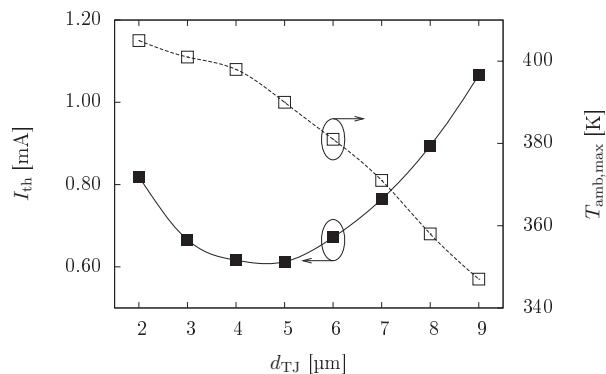
przypada węzeł fali stojącej, a na drugi strzałka. Strzałka obserwowana jest również tam, gdzie występują studnie kwantowe (rysunek 7.15). Nieprzypadkowo dobrane zostały także grubości warstw dystansujących, przez co złącze tunelowe występuje tam, gdzie jest węzeł. Dzięki temu zredukowana została absorpcja generowanego promieniowania, co obniżyło wartość wzmocnienia wymaganą do osiągnięcia progu akcji laserowej. Wada dolnego zwierciadła, polegająca na tym, że współczynniki załamania warstw AlGaInAs i InP niewiele się różnią, wymusiła konieczność wykorzystania aż 40 par tych materiałów. Jest to dziesięć razy więcej niż w przypadku górnego zwierciadła, gdzie kontrast pomiędzy współczynnikami załamania jest bardzo duży, a wygaszanie promieniowania zachodzi na dużo mniejszej odległości.

Opisywany w tym rozdziale laser wykazuje pracę na modzie podstawowym  $LP_{01}$  dla złączy tunelowych o średnicach nie większych niż  $6\ \mu\text{m}$  (rysunek 7.16). Dla złączy tunelowych o małej średnicy następuje znaczny wzrost wzmocnienia wymaganego do osiągnięcia progu akcji laserowej. Przyczyną tego są ograniczone możliwości ściskania rozkładu promieniowania modu i jego wnikania do obszarów biernych (tylko jego część mieszcząca się w aperturze ulega efektywnemu wzmocnieniu). Wzrost wzmocnienia progowego jest obserwowany również dla większych apertur i wynika on z przechodzenia lasera na pracę na modach o coraz to wyższym rzędzie o słabszym dopasowaniu długości fali do profilu wzmocnienia optycznego. Skutkuje to wzrostem prądu progowego, co pokazane zostało na rysunku 7.17). Dla dużych rozmiarów złącza tunelowego maleje maksymalna temperatura otoczenia, przy której można uzyskać akcję laserową (rysunek 7.17) — dla  $d_{TJ} = 9\ \mu\text{m}$  wynosi ona zaledwie 347 K, podczas gdy dla niemal dwukrotnie mniejszej średnicy ( $d_{TJ} = 5\ \mu\text{m}$ ) aż 390 K. Obliczenia pokazały, że w drugim przypadku prąd progowy osiąga najmniejszą wartość (0.61 mA)





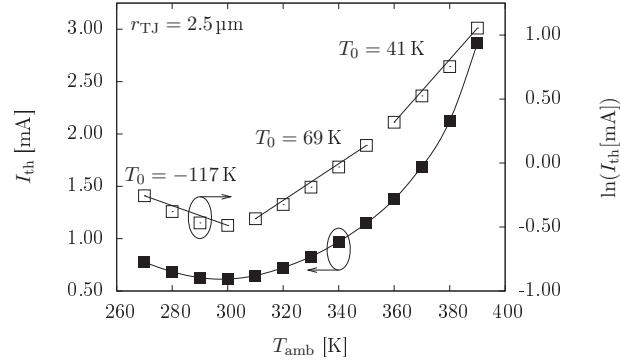
**Rysunek 7.16:** Zależność długości fali promieniowania emitowanego przez laser (linia ciągła) oraz wzmocnienia progowego (linia przerywana) od średnicy złącza tunelowego w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs. Na rysunku zaznaczono także mody o najniższym progu wzbudzenia.



**Rysunek 7.17:** Zależność prądu progowego oraz maksymalnej temperatury, dla której możliwe jest uzyskanie progu akcji laserowej od średnicy złącza tunelowego w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

dla temperatury pokojowej. Stąd też wniosek, że złącze tunelowe o średnicy  $5 \mu\text{m}$  jest najlepszym rozwiązaniem, łączącym obie z wymienionych wyżej zalet. W dalszej części rozdziału zaprezentowane zostaną wyniki otrzymane dla takiej struktury.

Niski prąd progowy (poniżej 1 mA) w laserze ze złączem tunelowym o średnicy  $5 \mu\text{m}$  występuje w przypadku temperatur nie większych niż 340 K (rysunek 7.18). Parametry  $T_0$  obliczone z równania (6.1) dla przedziałów: 270–305 K,

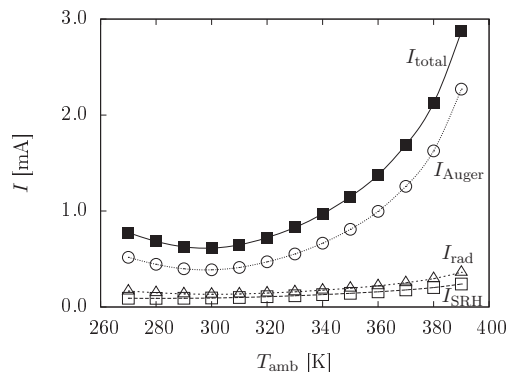


**Rysunek 7.18:** Zależność prądu progowego od temperatury otoczenia w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs. Dla wybranych przedziałów temperatur otoczenia wyznaczone zostały wartości parametru  $T_0$ .

310–350 K, 360–390 K wynoszą odpowiednio:  $-117$ ,  $69$  i  $41$  K. Pierwsza z tych wartości jest ujemna, co oznacza, że wraz ze wzrostem temperatury prąd progowy maleje. Taka sytuacja możliwa jest tylko w odstrojonych laserach typu VCSEL. Warto zauważyć, że pozostałe dwie wartości (bliskie parametrom  $T_0$  dla rzeczywistej struktury:  $84$  i  $38$  K [355]) są wyraźnie większe niż miało to miejsce dla laserów fosforkowych opisanych w poprzednim rozdziale. Oznacza to, że laser z obszarem AlGaInAs/AlGaInAs jest mniej wrażliwy na zmiany temperatury otoczenia, co jest jego dużą zaletą.

Prąd, który wpływa do obszaru czynnego sprawia, że wzrasta tam liczba nośników. Te jednak ulegają rekombinacji: promienistej i niepromienistej (rekombinacja na defektach punktowych oraz rekombinacja Auger). Wartości prądów związanych z poszczególnymi mechanizmami rekombinacyjnymi oraz całkowity prąd wstrzykiwany do obszaru czynnego ukazane zostały, dla wybranych temperatur otoczenia, na rysunku 7.19. Jak widać, dominującym mechanizmem rekombinacyjnym w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs jest rekombinacja typu Auger. Wynik ten jest zgodny z rezultatami otrzymanymi dla laserów z poprzedniego rozdziału. Wynika to z faktu, że AlGaInAs, podobnie jak i InGaAsP oraz InAsP, jest związkiem o małej przerwie energetycznej, dla których rekombinacja typu Auger wyraźnie dominuje, zwłaszcza przy wysokich temperaturach otoczenia. Najmniejszy wkład do całkowitej wartości wstrzykiwanego prądu ma natomiast prąd związany z rekombinacją na defektach punktowych, który, podobnie jak prąd związany z rekombinacją promienistą, ulega jedynie nieznacznej zmianie w badanym zakresie temperatur.

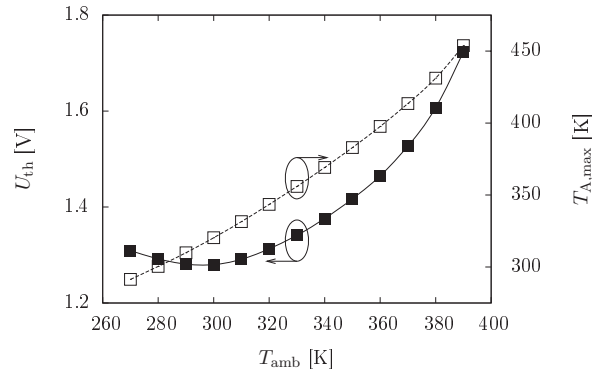
Różnicę pomiędzy temperaturą wewnątrz przyrządu a temperaturą otoczenia ukazuje rysunek 7.20. Już dla temperatury pokojowej występuje rozbieżność o około  $20$  K, natomiast dla maksymalnej temperatury otoczenia, w której osiągnięty został



**Rysunek 7.19:** Wkłady poszczególnych mechanizmów rekombinacyjnych do całkowitego prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs oraz ich suma dla różnych wartości temperatury otoczenia;  $I_{SRH}$  — prąd rekombinacji na defektach punktowych,  $I_{rad}$  — prąd rekombinacji promienistej,  $I_{Auger}$  — prąd rekombinacji Auger,  $I_{total}$  — całkowity prąd wstrzykiwany do obszaru czynnego.

próg akcji laserowej, różnica wynosi już około 65 K. Na rysunku 7.20 ukazane zostały również wartości napięcia progowego. Zależność napięcia od temperatury otoczenia jest analogiczna do zmian prądu progowego od tego parametru (rysunek 7.18) — napięcie progowe rośnie wraz z powiększaniem się różnicy pomiędzy temperaturą otoczenia a 300 K.

Wzrost temperatury otoczenia oraz napięcia zasilającego powodują wzrost temperatury w obszarze czynnym i prowadzą do zmniejszania się przerw energetycznych materiału studni, barier oraz warstw dystansujących (rysunek 7.21). Skutkuje to zmianą położenia dozwolonych poziomów energetycznych, a co za tym idzie — przesuwaniem się wartości długości fali, dla której wzmocnienie optyczne osiąga maksimum. Przedstawione to zostało na rysunku 7.22. Do wyznaczenia zależności wzmocnienia od długości fali posłużyły maksymalne wartości temperatury w obszarze czynnym oraz progowej koncentracji nośników. Zarówno długość fali promieniowania emitowanego przez laser, jak i ta, dla której wzmocnienie ma maksymalną wartość wraz ze wzrostem temperatury otoczenia przesuwają się w stronę fal dłuższych, przy czym szybciej przesuwa się ta ostatnia. Obliczone zmiany długości fali wraz z temperaturą (rysunek 7.23) wykazują zgodność z danymi eksperymentalnymi dla podobnych struktur:  $d\lambda/dT = 0.10$  nm/K [355].

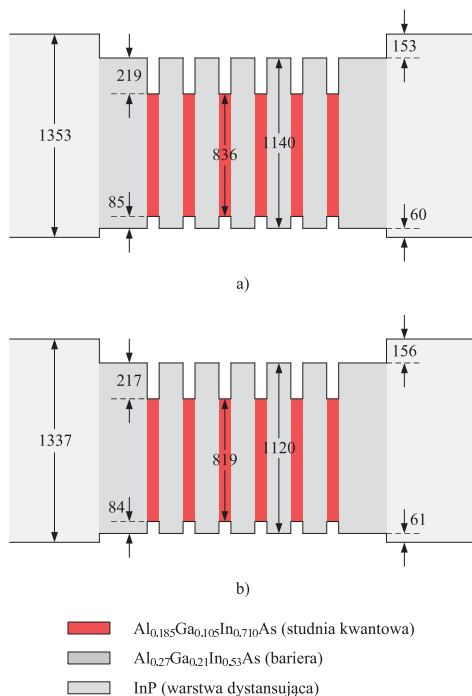


**Rysunek 7.20:** Zależność napięcia progowego (linia ciągła) oraz maksymalnej temperatury w obszarze czynnym (linia przerywana) od temperatury otoczenia dla lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

## 7.5 Wnioski

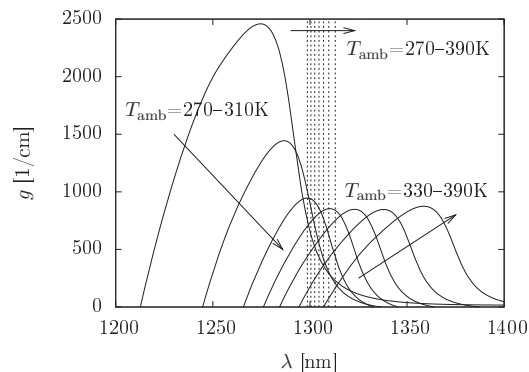
Niniejszy rozdział został poświęcony analizie komputerowej fosforkowego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci studni kwantowych wykonanych z AlGaInAs emitującego promieniowanie w zakresie drugiego okna optycznego dla światłowodów szklanych. Laser ten miał strukturę typu *double intracavity* i wyposażony był w złącze tunelowe umieszczone w węźle fali stojącej generowanej w rezonatorze.

Najważniejszym rezultatem otrzymanym dla lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs jest to, że nawet w tak wysokiej temperaturze otoczenia jak 390 K możliwe jest otrzymanie jego pracy z falą ciągłą. Wartość parametru  $T_0$  opisującego stabilność pracy lasera dla zmieniającej się temperatury otoczenia jest stosunkowo wysoka. Dla zakresów temperatur 310–350 K oraz 360–390 K wynosi ona odpowiednio 69 i 41 K. Warto tu przypomnieć, że osiągnięcie progu akcji laserowej dla takich temperatur w przypadku lasera ze studniami kwantowymi wykonanymi z InGaAsP było niewykonalne, natomiast przyrząd z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP oferował emisję promieniowania jedynie w pierwszym z wymienionych zakresów (parametr  $T_0$  wynosił wtedy 29 K). W celu wyjaśnienia tego stanu rzeczy należy przyjrzeć się strukturze pasmowej obszarów czynnych (rysunki: 6.21, 6.40 i 7.21). Jedynie w przypadku lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs występuje duża odległość pomiędzy krawędziami pasma przewodnictwa zarówno na granicy studni kwantowej z barierą, jak i zewnętrznych barier z warstwami dystansującymi. Prowadzi to do znacznego ograniczenia ucieczki nośników z obszaru czynnego, a to z kolei przekłada się na mniejszy wzrost prądu progowego na skutek zmian temperatury otoczenia.

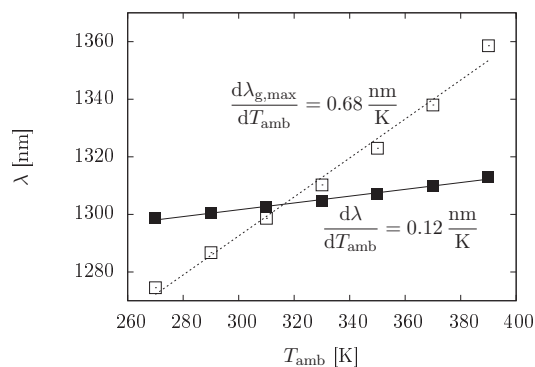


**Rysunek 7.21:** Struktura pasmowa obszaru czynnego w laserze z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs dla wybranych temperatur: a) 300 K i b) 350 K. Wartości energii podane są w meV.

Dużą zaletą zaprezentowanego lasera jest również to, że dolne zwierciadło składa się z materiałów półprzewodnikowych dopasowanych sieciowo do InP, z którego zbudowane są także warstwy dystansujące w rezonatorze. Możliwość wyhodowania struktury korzystając tylko z jednego podłoża (w tym przypadku z InP) sprawia, że koszty towarzyszące temu przedsięwzięciu są znacznie mniejsze. Wadą zastosowanego rozwiązania jest jednak to, że dla promieniowania o długości fali  $1.3\ \mu\text{m}$  występuje mała różnica (0.31) pomiędzy współczynnikami załamania InP i dopasowanego do niego sieciowo AlGaInAs, co wymusza potrzebę hodowania dużej liczby par tych materiałów. W przypadku zwierciadła arsenkowego występującego w strukturze przedstawionej na rysunku 6.8 i modelowanej w drugiej części rozdziału 6 wspomniana różnica wynosiła 0.46, co sprawiało, że wystarczały jedynie 32 pary AlGaAs/GaAs. Sytuację pogarsza fakt, że materiały użyte do budowy zwierciadeł (AlGaInAs/InP oraz  $\alpha\text{-Si}/\text{Al}_2\text{O}_3$ ) wykluczają możliwość stosowania oksydacji. W celu ograniczenia rozplywu należy zatem stosować takie rozwiązania jak np. złącze tunelowe. Umieszczając te dwie cienkie, silnie domieszkowane warstwy należy



**Rysunek 7.22:** Zależności wzmocnienia optycznego od długości fali dla lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs. Temperatura otoczenia zmieniała się od 270 do 390 K z krokiem 20 K. Liniami przerywanymi zaznaczone zostały długości promieniowania emitowanego przez laser.



**Rysunek 7.23:** Zależność długości fali promieniowania emitowanego przez laser (linia ciągła) oraz długości fali odpowiadającej maksymalnej wartości wzmocnienia optycznego (linia przerywana) od temperatury otoczenia dla lasera z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs.

zadbać, aby znalazły się w węzle fali stojącej, która będzie generowana w rezonatorze. Tylko wtedy, na skutek nikłego oddziaływania z modem promieniowania, duża absorpcja promieniowania w tym obszarze będzie miała znikomy wpływ na wartość wzmocnienia wymaganego do osiągnięcia akcji laserowej.

Na tle przedstawionych wyżej rozważań można stwierdzić, że modelowany w tym rozdziale laser jest bardzo dobrym kandydatem do zastosowań w systemach telekomunikacyjnych bazujących na światłowodach wykonanych ze szkła kwarcowego. Należy jednak pamiętać, że technologia wytwarzania struktur półprzewodnikowych oraz koszty z nią związane ulegają zmianom. Prowadzi to do wniosku, że nie powinno się przekreślać szans na zaistnienie na rynku komercyjnym przyrządom, które obecnie posiadają więcej wad niż rozwiązania alternatywne. Już teraz można zaobserwować spore postępy w stosowaniu technologii *wafers fusion*, a przyrządy z niej korzystające są nie tylko coraz mniej zawodne, ale także odnotowuje się dla nich charakterystyki o dużej powtarzalności [356].

## Rozdział 8

# Arsenkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych wykonanych z In(Ga)As

W nowoczesnych laserach typu VCSEL w celu ograniczenia strat optycznych oraz rozplywu prądu powszechnie stosuje się selektywną oksydację lub implantację protonami. Przyrządy wyposażone w studnie kwantowe i apertury o bardzo małych średnicach (poniżej 4  $\mu\text{m}$ ) wykazują stabilną pracą na modzie podstawowym [357]. Niestety, dla niewielkich rozmiarów obszaru czynnego występuje znaczna ucieczka nośników spowodowana ich dyfuzją, co prowadzi do zwiększenia prądu progowego oraz obniżenia różniczkowej sprawności kwantowej. Kluczem do rozwiązania tego problemu może okazać się wykorzystanie do budowy obszaru czynnego materiału z tzw. samoorganizującymi się kropkami kwantowymi wykonanymi z In(Ga)As [358–361]. Te wyspowe struktury tworzą się samoczynnie na powierzchni warstwy GaAs z pokrywającej ją cienkiej warstwy InAs, jeżeli grubość tej ostatniej przekroczy tzw. grubość krytyczną. Wspomniany w tym miejscu proces wzrostu nazywany jest powszechnie procesem Stransky-Krastanova [362,363]. Kropki kwantowe charakteryzują się dużą zdolnością skupiania nośników (zarówno elektronów, jak i dziur) w rejonie wyznaczonym przez swoje rozmiary, co ma znaczący wpływ na ograniczenie ich ruchu w warstwie materiału zawierającej te struktury, w efekcie czego maleje ucieczka nośników [364]. Zalety stosowania kropek kwantowych to także niskie gęstości prądu progowego, wysoka różniczkowa sprawność kwantowa, mała wrażliwość lasera na zmiany temperatury oraz szerszy zakres długości fal emitowanego promieniowania dla danej kombinacji materiałów (np. 0.92–1.3  $\mu\text{m}$  w przypadku monolitycznych struktur wyhodowanych na podłożu z GaAs). Dodatkowo, dla laserów typu VCSEL z obszarem czynnym

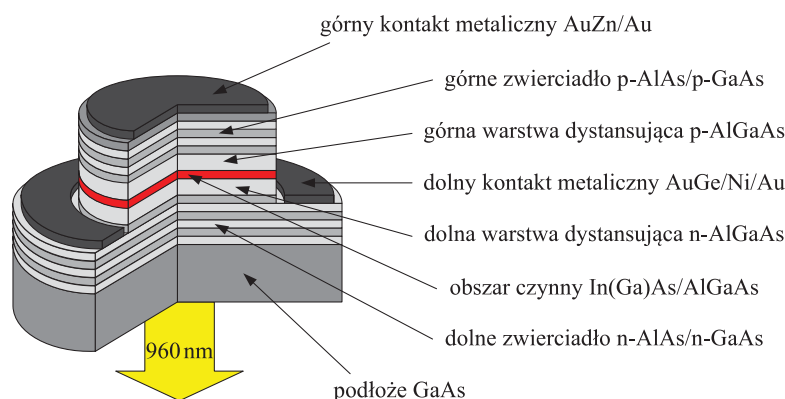


w postaci kropek kwantowych możliwe jest uzyskanie dużo lepszych charakterystyk skalowania niż dla struktur ze studniami kwantowymi [357].

Na wybór struktury do modelowania znaczący wpływ miała międzynarodowa współpraca z singapurskim zespołem przynależącym do *Division of Microelectronics, School of Electrical and Electronic Engineering, Nanyang Technological University*. Przeprowadzone w niniejszej pracy badania dotyczyły wpływu takich czynników na charakterystyki lasera jak: rozmiar apertury powstałej w wyniku oksydacji, temperatura otoczenia, jakość kontaktów metalicznych, budowa rezonatora, parametry kropek kwantowych, występowanie obszaru implantowanego protonami oraz obecność kryształu fotonicznego.

## 8.1 Przegląd wybranych konstrukcji

Pierwszy laser typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych został zbudowany w 1996 roku [358, 365]. Do wyhodowania struktury zaprezentowanej w pracy [358] wykorzystano technologię MBE. Na podłożu z GaAs znajdowało się 18 par n-AlAs/n-GaAs, które tworzyły dolne zwierciadło (rysunek 8.1). Typu n była

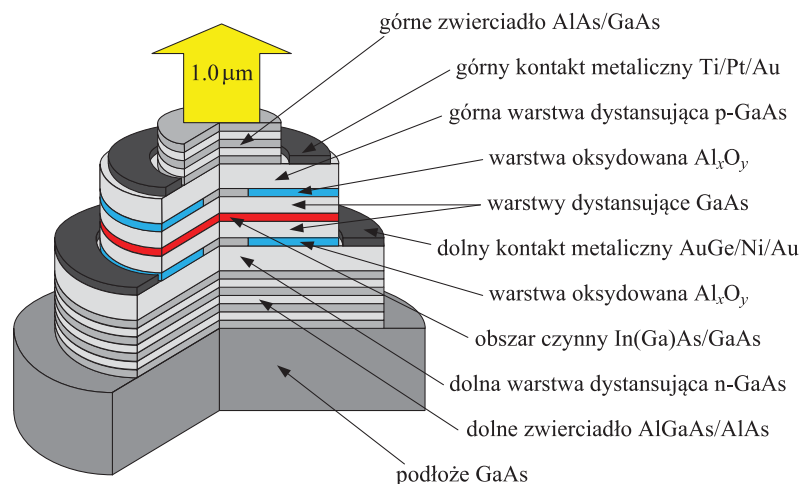


**Rysunek 8.1:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  przedstawionej w pracy [358].

także osadzona na nim dolna warstwa dystansująca wykonana z AlGaAs. Obszar czynny stanowiło 10 warstw  $\text{In}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$  rozdzielonych cienkimi (10 nm) warstwami  $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{As}$ . Powierzchniowa gęstość kropek kwantowych wynosiła  $2 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2$ , natomiast szerokość połówkowa (FWHM — ang. *Full-Width Half Maximum*) widma fotoluminescencji to 60 meV dla 77 K oraz 100 meV dla temperatury pokojowej. Do rezonatora o grubości 295 nm ( $1 \lambda$ ) należała także górna warstwa dystansująca wykonana z AlGaAs typu p, na której znajdowało się górne zwierciadło składające się

z 14.5 pary p-AlAs/p-GaAs. Struktura była następnie poddawana trawieniu, w wyniku którego powstawała mesa o wymiarach 25 na 25  $\mu\text{m}$ . Na odsłoniętej w ten sposób powierzchni jednej z warstw dolnego zwierciadła osadzony był dolny kontakt metaliczny, natomiast drugi z kontaktów pokrywał niemal całą powierzchnię ostatniej warstwy składającej się na górne zwierciadło. Taka konstrukcja wymuszała emisję promieniowania poprzez podłoże, które zostało w tym celu odpowiednio pocienione. Laser ten wykazywał pracę z falą ciągłą w temperaturze pokojowej, a do osiągnięcia progu akcji laserowej wymagany był prąd o wartości 32 mA. Długość fali emitowanego promieniowania wynosiła 960 nm.

Dużo niższą wartość prądu progowego (poniżej 200  $\mu\text{A}$ ) otrzymano w 1997 roku [366]. Wytworzona za pomocą technologii MBE na podłożu z GaAs struktura typu *double intracavity* przedstawiona została na rysunku 8.2. Na rezonator składały się



**Rysunek 8.2:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs przedstawionej w pracy [366].

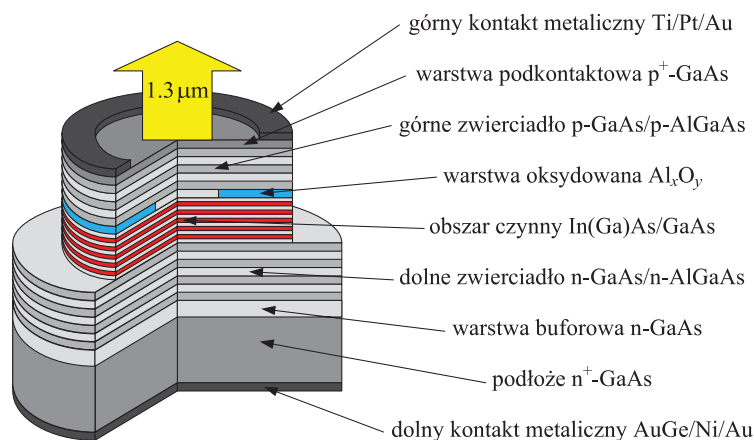
następujące obszary: dolna i górna warstwa dystansująca wykonane odpowiednio z n-GaAs oraz p-GaAs (każda z nich miała długość optyczną  $1.75\lambda$ ), dwie warstwy AlAs oksydowane do  $\text{Al}_x\text{O}_y$  tworzące apertury elektryczne o wymiarach 10 na 10  $\mu\text{m}$  oraz położony między nimi obszar wykonany z GaAs ( $1\lambda$ ) zawierający trzy warstwy kropek kwantowych o gęstości powierzchniowej  $5 \cdot 10^{11}/\text{cm}^2$  rozdzielone barierami GaAs o grubości 4 nm każda. Dolne i górne zwierciadło składały się odpowiednio z 6.5 i 3–5 par niedomieszkowanych warstw AlGaAs/AlAs oraz AlAs/GaAs. Laser emitował promieniowanie o długości fali około 1.0  $\mu\text{m}$ . W przypadku górnego zwierciadła zbudowanego z trzech par AlAs/GaAs prąd oraz napięcie progowe wynosiły odpowiednio 270  $\mu\text{A}$  oraz 1.26 V. Zgodnie z przewidywaniami, zwiększenie liczby par

w tym zwierciadle do pięciu spowodowało obniżenie prądu progowego do wartości mniejszej niż  $200 \mu A$ , przy czym maksymalna moc emitowanego promieniowania także zmalała: od około  $0.2 mW$  do  $30 \mu W$ .

Pierwsze doniesienia o laserze typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych emitującym promieniowanie o długości fali równej  $1.3 \mu m$  pojawiły się w 2000 roku [360, 367, 368]. Struktury tych laserów były bardzo podobne do struktury ukazanej na rysunku 8.2. Powierzchniowa gęstość kropek kwantowych wynosiła  $5 \cdot 10^{10}/cm^2$ , natomiast apertury elektryczne wytworzono tak, aby miały wymiary  $8$  na  $8 \mu m$ . Dla pracy impulsowej w temperaturze pokojowej zmierzone wartości prądu oraz napięcia progowego to  $1.8 mA$  i  $2.5 V$ . W tych warunkach zewnętrzna różniczkowa sprawność kwantowa wyniosła  $43\%$ . Nieco większą wartość tej wielkości ( $45\%$ ) odnotowano dla prądu równego  $2 mA$ .

Rok później ten sam zespół opublikował wyniki otrzymane dla pracy lasera z falą ciągłą [369, 370]. W temperaturze pokojowej prąd progowy wynosił  $8 mA$  dla apertury  $14$  na  $14 \mu m$  oraz niecałe  $2 mA$  dla apertury  $5$  na  $5 \mu m$ . Dla struktury o wymiarach apertury  $8$  na  $8 \mu m$  zmierzona została również maksymalna moc emitowanego promieniowania. Dla temperatury pokojowej i pracy wielomodowej wynosiła ona  $0.65 mW$ , natomiast dla  $45^\circ C$  jedynie  $0.1 mW$ . Zewnętrzna różniczkowa sprawność kwantowa miała wartość około  $40\%$  (dla temperatury pokojowej).

W 2006 roku ukazały się dwie prace [361, 371], w których warstwy kropek kwantowych tworzyły grupy. Każda z grup umieszczona była w strzałce fali stojącej generowanej w rezonatorze. W obu przypadkach na grupę składały się trzy warstwy kropek kwantowych, przy czym w pracy [361] liczba tych grup wynosiła trzy, natomiast w pracy [371] aż pięć (w drugim przypadku dochodziły także pojedyncze warstwy kropek kwantowych na obu końcach rezonatora). Różne liczby grup miały wpływ na konstrukcję rezonatora. W pierwszym przypadku jego długość optyczna wynosiła  $2\lambda$ , a w drugim  $3\lambda$ . Z uwagi na bardzo duże podobieństwo obu struktur na rysunku 8.3 prezentuję tylko jedną z nich pochodzącą z pracy [371]. Wyhodowano ją za pomocą metody MBE na podłożu z  $GaAs$ . Między podłożem a dolnym zwierciadłem składającym się z  $33.5$  pary warstw  $AlGaAs/GaAs$  domieszkowanych krzemem znajdowała się warstwa buforowa (ang. *buffer layer*) wytworzona z  $GaAs$  typu  $n$  o nieco mniejszej koncentracji donorów niż w przypadku podłoża. Obecność tej warstwy ułatwia wyhodowanie struktury laserowej z warstwami o dobrej jakości (z małą ilością defektów) [372, 373]. Skład górnego zwierciadła był identyczny jak dolnego, przy czym było ono domieszkowane węglem a liczba par wynosiła  $22$  [371] lub  $24$  [361]. W warstwie  $AlGaAs$  składającej się na pierwszą parę górnego zwierciadła zwiększono zawartość aluminium tak, by można było w tym miejscu wytworzyć za pomocą oksydacji aperturę o grubości  $20 nm$ . Zarówno w dolnym, jak i górnym zwierciadle, na stykach kolejnych warstw znajdują się cienkie ( $10 nm$ ) warstwy gradientowe, w których zawartość aluminium zmienia się liniowo tak, by następowało



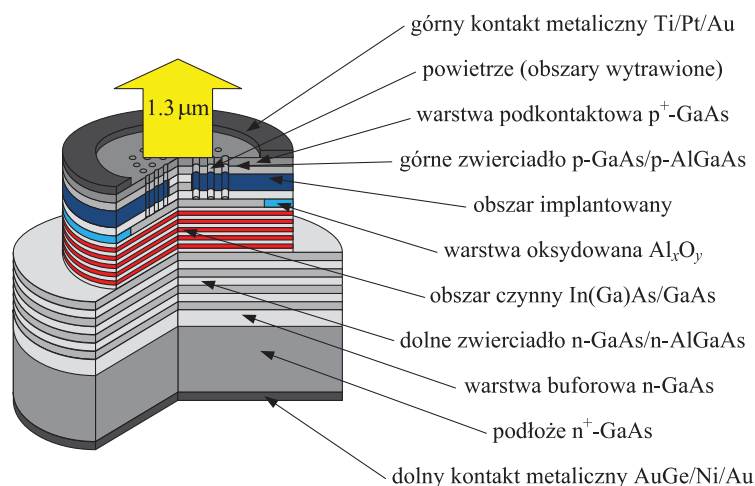
**Rysunek 8.3:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs przedstawionej w pracy [371].

płynne przejście pomiędzy AlGaAs i GaAs tworzącymi zwierciadła. Ostatnia warstwa GaAs w zwierciadle typu p to warstwa podkontaktowa o wysokiej koncentracji domieszki, na której znajduje się górny kontakt metaliczny wykonany w postaci pierścienia, przez środek którego emitowane jest promieniowanie. Drugi z kontaktów pokrywa natomiast całą dolną powierzchnię podłoża. Wewnętrzna średnica pierścienia wynosiła 10  $\mu\text{m}$ , średnica mesy 22  $\mu\text{m}$  [361] lub 26  $\mu\text{m}$  [371], natomiast średnica apertury od 5 do 6  $\mu\text{m}$ . Oba lasery pracowały z falą ciągłą w temperaturze pokojowej, emitując promieniowanie o mocy wyjściowej około 0.33 mW. Prąd i napięcie progowe wynosiły odpowiednio 1.7 mA oraz 6.9 V. Maksymalna temperatura otoczenia, dla której zaobserwowano akcję laserową wynosiła 50°C [371].

W tym samym roku, wykorzystując strukturę bardzo podobną do tej z rysunku 8.3, udało się zwiększyć maksymalną moc emitowanego promieniowania do 0.59 mW [374]. Laser ten miał aperturę o średnicy 8  $\mu\text{m}$  oraz 13 warstw kropek kwantowych znajdujących się w strzałkach fali stojącej powstałej w rezonatorze, którego długość optyczna wynosiła  $2\lambda$ . Liczba par warstw AlGaAs/GaAs tworzących górne i dolne zwierciadło to odpowiednio 27 i 33. Wraz ze zmniejszaniem rozmiaru apertury malała maksymalna moc emitowanego promieniowania (0.2 mW dla 5  $\mu\text{m}$ , 0.06 mW dla 3  $\mu\text{m}$ ). Zmniejszeniu ulegała również wartość prądu progowego (3.2 mA dla 8  $\mu\text{m}$ , 0.5 mA dla 3  $\mu\text{m}$ ). W porównaniu do wyników zamieszczonych w pracach [361, 371] znacznej redukcji uległo napięcie progowe. Jego wartość dla badanego zakresu apertur nie przekraczała 2.2 V (minimalną wartość napięcia odnotowano dla apertury o średnicy 8  $\mu\text{m}$  i wynosiła ona 1.8 V). Pracę z falą ciągłą obserwowano w przedziale temperatur 10–50°C, natomiast impulsową nawet dla 65°C. Najmniejsza zmierzona

wartość prądu progowego dla pracy impulsowej to 2.3 mA. Uzyskano ją dla temperatury wynoszącej około 47°C.

Warto dodać, że nieco wcześniej, w 2005 roku, w pracy [375] wykorzystując strukturę wyjściową identyczną do tej przedstawionej na rysunku 8.3 wytworzono pierwszy laser z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych emitujący promieniowanie o długości fali równej 1.3  $\mu\text{m}$ , który miał nie tylko warstwę oksydowaną, ale także obszar implantowany protonami oraz otwory w górnym zwierciadle tworzące kryształ foniczny (rysunek 8.4) Struktura ta, podobnie jak poprzednie, wyhodowana



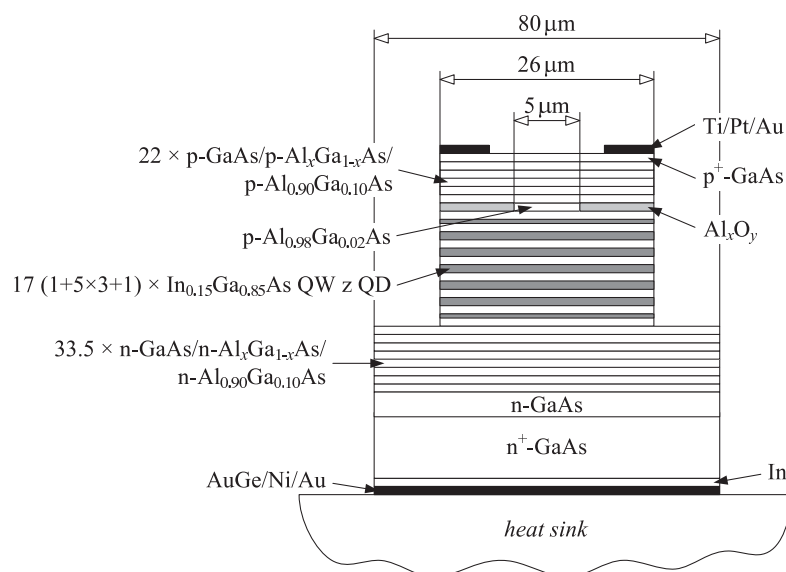
**Rysunek 8.4:** Schemat struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  przedstawionej w pracy [375].

została za pomocą MBE na podłożu z GaAs typu n. Pomędzy dolnym (33.5 pary AlGaAs/GaAs) a górnym (23 analogiczne pary) zwierciadłem znajdował się rezonator z siedemnastoma warstwami kropek kwantowych (5 grup po trzy warstwy oraz dwie warstwy dodatkowe). Na dolne oraz górne zwierciadło składało się odpowiednio 33.5 oraz 23 pary AlGaAs/GaAs. Umieszczenie warstwy oksydowanej oraz obu kontaktów było takie jak w strukturach z prac [361, 371]. Średnica mesy wynosiła od 44 do 68  $\mu\text{m}$ . Od jej rozmiaru uzależnione były wymiary apertury (20–44  $\mu\text{m}$ ), gdyż maksymalna głębokość, na której następowało utlenianie AlAs do  $\text{Al}_x\text{O}_y$ , wynosiła 12  $\mu\text{m}$ . Wewnętrzna średnica górnego kontaktu była o 2  $\mu\text{m}$  większa od średnicy apertury powstałej w wyniku oksydacji. W celu efektywnego ograniczenia rozptyłu prądu w górnym zwierciadle wprowadzony został obszar implantowany protonami, którego początek znalazł się na wysokości dziesiątej pary AlGaAs/GaAs. Wytworzona w ten sposób apertura miała średnicę 12  $\mu\text{m}$ . Ograniczeniem optycznym w opisywanej strukturze był natomiast kryształ foniczny. Głębokość trawienia wyniosła 18

par AlGaAs/GaAs, a więc objęła również obszar implantowany. Laser ten pracował jednomodowo. Prąd i napięcie progowe wynosiły odpowiednio 4.75 mA oraz 2 V, a moc emitowanego promieniowania około 0.2 mW.

## 8.2 Modelowana struktura

Przeprowadzona przeze mnie analiza numeryczna dotyczy przede wszystkim struktury ukazanej na rysunku 8.5, nazywanej w dalszej części pracy strukturą pod-



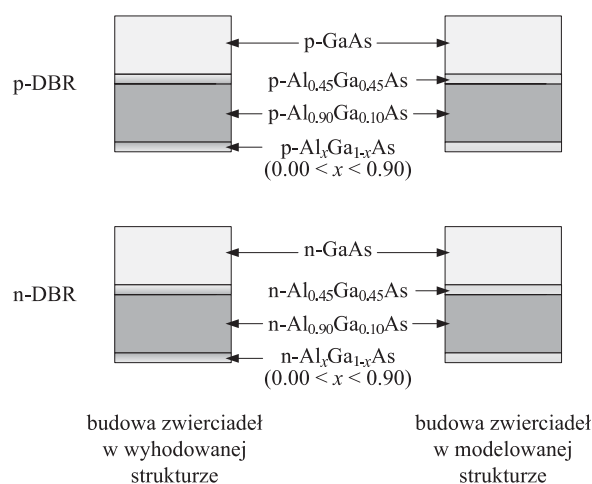
**Rysunek 8.5:** Przekrój przez modelowany laser półprzewodnikowy typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs. W celu lepszego uwidocznienia szczegółów konstrukcji skala nie została zachowana.

stawową. Została ona zaczerpnięta z prac [361, 371]. Wspomnianą konstrukcję arsenkowego lasera typu VCSEL wytwarza się na podłożu wykonanym z GaAs silnie domieszkowanego krzemem (jego grubość na samym końcu produkcji jest redukowana do około 200  $\mu\text{m}$ ) oraz warstwie buforowej wykonanej z tego samego materiału. Całość powstaje w jednym procesie technologicznym. Unika się w ten sposób łączenia (na poziomie atomowym, w obecności wysokiego ciśnienia) osobno wyhodowanych zwierciadeł z rezonatorem, tak jak w strukturach opisanych na stronach 46 i 89. Skutkuje to zmniejszeniem kosztów wytwarzania przyrządu i umożliwia wprowadzenie jego masowej produkcji.

Oba zwierciadła składają się z warstw  $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}/\text{GaAs}$ , przy czym zwierciadło dolne zawiera 33 pary, a górne 22 pary tych materiałów. Konstrukcja pierwszej pary (licząc od strony rezonatora) wchodzącej w skład zwierciadła górnego jest nieco

odmienna od pozostałych. Kosztem zmniejszenia grubości warstwy  $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$  występuje tam warstwa  $\text{Al}_{0.98}\text{Ga}_{0.02}\text{As}$  o grubości 12 nm (w przypadku struktury podstawowej). Większa zawartość aluminium podyktowana jest potrzebą wprowadzenia do lasera warstwy oksydowanej ograniczającej rozływ prądu w laserze. Materiał o składzie bliskim AlAs można dużo łatwiej utlenić do  $\text{Al}_x\text{O}_y$  i otrzymać w ten sposób aperturę o zadanym promieniu, który w przypadku symulowanej struktury podstawowej wynosi 2.5  $\mu\text{m}$ .

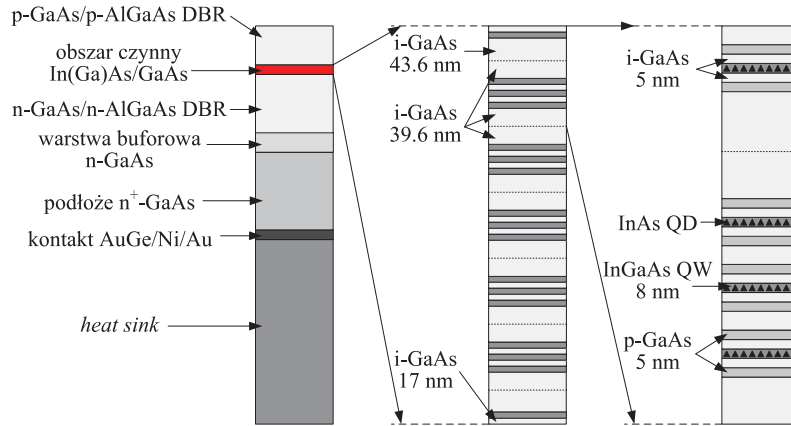
Zarówno zwierciadło górne, jak i dolne, są zwierciadłami gradientowymi. Oznacza to płynne, pod względem zawartości aluminium, przejście między warstwami tworzącymi parę zwierciadła (rysunek 8.6). W przypadku opisywanej struktury zmiana



**Rysunek 8.6:** Porównanie budowy zwierciadeł w wyhodowanej oraz modelowanej strukturze półprzewodnikowego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ .

zawartości aluminium między 0 a 0.90 oraz 0.90 a 0 jest liniowa, a każda z nich zachodzi na długości 10 nm. Podobnie jak podłoże oraz warstwa buforowa, dolne zwierciadło domieszkowane jest krzemem, przy czym koncentracja domieszki zależy od materiału, z którego wykonana jest warstwa. W przypadku warstw tworzących zwierciadło górne oraz niektórych (nie wszystkie są domieszkowane — patrz rysunek 8.7) barier wykonanych z GaAs znajdujących się w rezonatorze domieszką jest węgiel. Grubości warstw zostały zebrane w tabeli. 8.1. Średnice dolnych i górnych zwierciadeł w przypadku struktury podstawowej to odpowiednio 80 i 26  $\mu\text{m}$ .

Rezonator (rysunek 8.7) składa się przede wszystkim z pięciu grup warstw  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}$ . Każdą grupę stanowi układ trzech, blisko siebie położonych, warstw  $\text{In}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$  QW (grubość każdej studni kwantowej wynosi 8 nm), w których znajdują się kropki kwantowe. Studnie rozdzielone są barierami wykonanymi z GaAs.



**Rysunek 8.7:** Schemat rezonatora w laserze półprzewodnikowym typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs w postaci kropek kwantowych.

**Tablica 8.1:** Grubości warstw dla lasera półprzewodnikowego typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs w postaci kropek kwantowych. W przypadku warstw GaAs znajdujących się w rezonatorze podano łączną ich grubość. Wartość 43.5 podana w nawiasie odnosi się do warstw p-Al<sub>0.90</sub>Ga<sub>0.10</sub>As, między którymi znajduje się warstwa oksydowana.

warstwa	grubość [nm]
p <sup>+</sup> -GaAs (warstwa podkontaktowa)	88.6
p-GaAs (górne zwierciadło)	83.6
p-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As (górne zwierciadło)	10.0
p-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As (górne zwierciadło)	99.0 (43.5)
p-Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As (górne zwierciadło)	12.0
p-GaAs (bariera)	170.0
i-GaAs (bariera)	807.2
In(Ga)As (QW+QD)	8.0
n-GaAs (dolne zwierciadło)	83.6
n-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As (dolne zwierciadło)	10.0
n-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As (dolne zwierciadło)	99.0
n-GaAs (warstwa buforowa)	500
n <sup>+</sup> -GaAs (podłoże)	200000

Dodatkowo, w skrajnych częściach rezonatora znajdują się pojedyncze warstwy In<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As QW (z kropkami kwantowymi). Cały rezonator został zaprojektowany tak, by jego długość optyczna odpowiadała trzem długościom fali, tzn.  $3\lambda$ . Kontakt typu n — AuGe(50 nm)/Ni(20 nm)/Au(350 nm) znajduje się po zewnętrznej



stronie podłoża i ma takie same wymiary poprzeczne jak podłoże, natomiast kontakt typu p —  $Ti(30\text{ nm})/Pt(50\text{ nm})/Au(200\text{ nm})$  ma kształt pierścienia (o promieniu wewnętrznym  $5\text{ }\mu\text{m}$  i zewnętrznym  $13\text{ }\mu\text{m}$  w przypadku struktury podstawowej) i jest umieszczony na warstwie podkontaktowej o identycznych wymiarach poprzecznych wykonanej z  $GaAs$  silnie domieszkowanego węglem do poziomu  $2\cdot 10^{19}/\text{cm}^3$ .

Cała konstrukcja umieszczona została na miedzianym walcu (o średnicy i wysokości równych  $5\text{ mm}$ ) pełniącym funkcję *heat sinku*. Pomiędzy miedzią a kontaktem typu n znajduje się warstwa indu o grubości  $5\text{ }\mu\text{m}$ , który jest najpowszechniej stosowanym materiałem przy mocowaniu lasera na *heat sinku* [376].

W dalszej części tego rozdziału przedstawię przyjęte przeze mnie dane materiałowe charakteryzujące własności fizyczne poszczególnych warstw rozważanego przyrządu (podrozdział 8.3) oraz wyniki przeprowadzonych na ich podstawie komputerowych symulacji zjawisk fizycznych zachodzących w opisywanej strukturze dla pracy lasera z falą ciągłą (podrozdział 8.4).

### 8.3 Dane materiałowe przyjęte do symulacji

Wartości parametrów materiałowych (dla wybranych temperatur) wykorzystanych w modelowaniu struktury ukazanej na rysunku 8.5 zebrane zostały w tabelach 8.2–8.6. Szersze omówienie tego tematu obejmujące, między innymi, stosowane zależności oraz metody interpolacji można znaleźć w rozdziale 5.

W tabeli 8.2 znajdują się obliczone dla wybranych temperatur oraz założone przeze mnie przewodności elektryczne domieszkowanych materiałów półprzewodnikowych wchodzących w skład badanej struktury, a także metali wchodzących w skład kontaktów, miedzi (*heat sink*) oraz indu (lut). Przy wyznaczaniu rozptywu prądu istotne są także oporności powierzchniowe kontaktów metalicznych. Do obliczeń przyjęto, że dla kontaktów  $Ti/Pt/Au$  i  $AuGe/Ni/Au$  o dużej oporności elektrycznej wynoszą one odpowiednio:  $1\cdot 10^{-3}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$  i  $1\cdot 10^{-2}\text{ }\Omega\cdot\text{cm}^2$ , natomiast dla kontaktów o małej oporności oba parametry mają 10 razy mniejsze wartości. Przy ustalaniu tych parametrów kierowano się tym, aby otrzymać napięcie oraz prąd progowy porównywalne z wartościami dla zbliżonych konstrukcji.

W tabeli 8.3 podane zostały wartości parametrów niezbędnych do rozwiązania równania dyfuzji.

Obliczone wartości przewodności cieplnych materiałów wchodzących w skład badanej struktury zostały zestawione w tabeli 8.4. Dodatkowo, w celu wyznaczenia temperatury dla dolnej powierzchni *heat sinku* założono, że wartość współczynnika przekazywania ciepła między spodem *heat sinku* a otoczeniem wynosi  $h_b = 50\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$  [338]. Dla bocznej krawędzi *heat sinku* przekazywanie ciepła zachodzi mniej efektywnie:  $h_s = 10\text{ W}/(\text{m}^2\cdot\text{K})$  [338].

**Tablica 8.2:** Przewodności elektryczne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs obliczone dla temperatur 300 K i 350 K. Dla materiałów domieszkowanych podano dodatkowo koncentrację domieszki

warstwa	$N_D$ lub $N_A$ [ $10^{18}/\text{cm}^3$ ]	$\sigma(300\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]	$\sigma(350\text{ K})$ [ $1/(\Omega\cdot\text{m})$ ]
p <sup>+</sup> -GaAs	2	2854	2612
p-GaAs	0.2	616	528
p-Al <sub>0.45</sub> Ga <sub>0.55</sub> As	5	185	177
p-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	0.5	149	164
p-Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As	0.5	96	116
p-GaAs	0.5	1201	1057
n-GaAs	0.2	7440	6342
n-Al <sub>0.45</sub> Ga <sub>0.55</sub> As	5	220	259
n-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	0.5	230	220
n-GaAs	2	22308	19654
n <sup>+</sup> -GaAs	5	32615	27384
Al <sub>x</sub> O <sub>y</sub>	—	$1\cdot 10^{-7}$	$1\cdot 10^{-7}$
Ti	—	$2.162\cdot 10^6$	$1.827\cdot 10^6$
Pt	—	$9.337\cdot 10^6$	$7.918\cdot 10^6$
Au	—	$4.388\cdot 10^7$	$3.706\cdot 10^7$
AuGe	—	$1\cdot 10^8$	$1\cdot 10^8$
Ni	—	$1.391\cdot 10^7$	$1.067\cdot 10^7$
Cu	—	$5.794\cdot 10^7$	$4.839\cdot 10^7$
In	—	$1.392\cdot 10^7$	$1.392\cdot 10^7$

**Tablica 8.3:** Współczynniki opisujące rekombinację nośników oraz ich dyfuzję (patrz wzór (4.9)) w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs modelowanego lasera typu VCSEL obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

parametr	wartość w 300 K	wartość w 350 K
$A$ [1/s]	$7.0\cdot 10^7$	$1.3\cdot 10^8$
$B$ [ $\text{cm}^3/\text{s}$ ]	$8.5\cdot 10^{-11}$	$7.3\cdot 10^{-11}$
$C$ [ $\text{cm}^6/\text{s}$ ]	$3.6\cdot 10^{-29}$	$3.6\cdot 10^{-29}$
$D$ [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ]	0.1	0.1

Parametry stosowane do obliczania wzmocnienia w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs zebrane zostały w tabeli 8.5.

**Tablica 8.4:** Przewodności cieplne materiałów wchodzących w skład modelowanego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

warstwa	$k(300\text{ K})$ [W/(m·K)]	$k(350\text{ K})$ [W/(m·K)]
GaAs	44.05	36.33
Al <sub>0.45</sub> Ga <sub>0.55</sub> As	10.91	9.00
Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	25.53	21.06
Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As	58.43	48.19
In <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> As	7.98	7.27
Al <sub>x</sub> O <sub>y</sub>	0.7	0.7
Ti	22.00	21.50
Pt	71.70	71.59
Au	317.1	313.9
AuGe	88.34	88.34
Ni	90.30	84.60
Cu	400.8	396.3
In	84	84

Parametry charakteryzujące własności optyczne warstw składających się na badaną konstrukcję zebrane zostały w tabeli 8.6.

## 8.4 Wyniki symulacji

W podrozdziale tym przedstawione są wyniki komputerowej symulacji zjawisk fizycznych zachodzących w laserze typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs w postaci kropek kwantowych (dla pracy z falą ciągłą), którego strukturę podstawową opisano w podrozdziale 8.2. Zastosowane do symulacji wartości parametrów zostały przedstawione w podrozdziale 8.3. Otrzymane przeze mnie wyniki będą zaprezentowane w układzie współrzędnych ukazanym na rysunku 4.1, a ich kolejność będzie zgodna z chronologią ich powstawania.

Prezentację wyników symulacji rozpocznę od ukazania wyników obliczeń przeprowadzonych dla struktur z kontaktami o różnych opornościach powierzchniowych pracujących w warunkach progowych osiągnięcia akcji laserowej. Symulację komputerową rozpoczęto od określenia parametrów złącza laserowego. Znajomość progowych wartości napięcia oraz prądu ( $U_{th} = 7\text{ V}$ ,  $I_{th} = 1.8\text{ mA}$ ) [371] pozwoliła na wyznaczenie gęstości wstecznego prądu nasycenia  $j_s$  i współczynnika kształtu  $\beta_{pn}$ ,

**Tablica 8.5:** Parametry niezbędne do obliczenia wzmocnienia w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs obliczone dla temperatur 300 K i 350 K.

parametr	wartość w 300 K	wartość w 350 K
wysokość kropek kwantowych, $h_{\text{QD}}$	53 Å	53 Å
powierzchniowa gęstość kropek kwantowych, $\rho_{\text{QD}}$	$5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$	$5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
FWHM	30 meV	30 meV
odl. energetyczna poz. w kropkach kwant., $d_{\text{lev}}$	62 meV	62 meV
przerwa energetyczna kropek kwantowych, $E_{\text{g,QD}}$	0.769 eV	0.751 eV
głębokość st. kwant. w p. przewodnictwa, $\Delta E_{\text{c,QW}}$	0.346 eV	0.343 eV
głębokość st. kwant. w p. walencyjnym, $\Delta E_{\text{v,QW}}$	0.086 eV	0.086 eV
odległość pasma odszczepionego, $\Delta_{\text{so,QD}}$	0.328 eV	0.328 eV
masa efekt. elektronu w kropce kwantowej, $m_{\text{e,QD}}^*$	$0.040 m_0$	$0.039 m_0$
masa efekt. ciężkiej dz. w kropce kwant., $m_{\text{hh,QD}}^*$	$0.680 m_0$	$0.680 m_0$
masa efekt. lekkiej dziury w kropce kwant., $m_{\text{lh,QD}}^*$	$0.122 m_0$	$0.122 m_0$
masa efektywna elektronu w barierze, $m_{\text{e,B}}^*$	$0.062 m_0$	$0.061 m_0$
masa efektywna ciężkiej dziury w barierze, $m_{\text{hh,B}}^*$	$0.550 m_0$	$0.550 m_0$
masa efektywna lekkiej dziury w barierze, $m_{\text{lh,B}}^*$	$0.083 m_0$	$0.083 m_0$
współczynnik załamania dla kropek kwant., $n_{\text{R,QD}}$	3.600	3.610

które opisują charakterystykę prądowo-napięciową złącza. Wynoszą one odpowiednio  $1 \text{ A/m}^2$  oraz  $20/\text{V}$ .

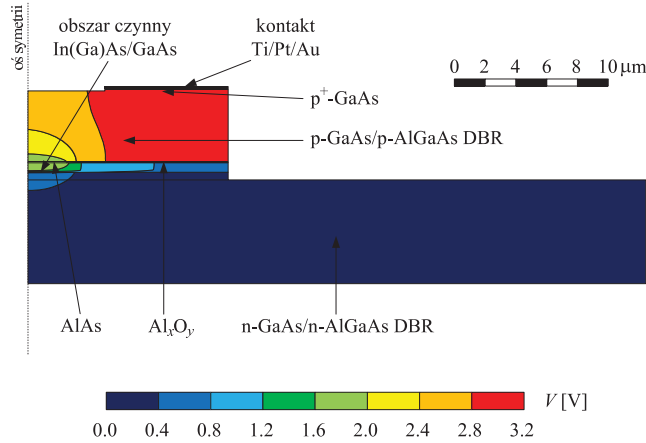
Identyczne parametry złącza jak te podane wyżej będą przeze mnie stosowane dla lasera z kontaktami o małej oporności powierzchniowej. Napięcie progowe jest wtedy dużo mniejsze i wynosi  $4.1 \text{ V}$ . Większa, choć niewiele, jest natomiast wartość prądu progowego, która wynosi  $2.2 \text{ mA}$ .

Przy wyznaczaniu wyżej wymienionych wartości skorzystano również z faktu, że długość światła emitowanego przez przyrząd wiąże się z wartością spadku napięcia w warstwie czynnej. Dobierając wartości dla gęstości wstecznego prądu nasycenia i współczynnika kształtu zadbane, by spadek ten wyniósł  $0.95 \text{ V}$ , co odpowiada fali o długości  $1300 \text{ nm}$ .

Otrzymane w wyniku symulacji przestrzenne rozkłady potencjału w laserze w stanie ustalonym dla kontaktów o różnej jakości przedstawione zostały na rysunkach 8.8 i 8.9. Prąd jest dość efektywnie kierowany od kontaktu typu p do obszaru czynnego. Jest to, w dużej mierze, zasługa dobrze umiejscowionej warstwy oksydowanej ograniczającej rozplływ prądu w strukturze. Dalszy rozplływ prądu od obszaru czynnego do kontaktu typu n (o powierzchni identycznej jak dolne zwierciadło) jest początkowo

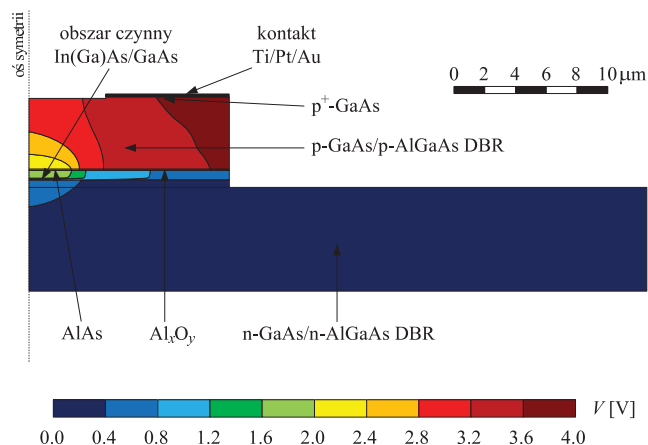
**Tablica 8.6:** Parametry dla modelu optycznego lasera In(Ga)As/GaAs typu VCSEL dla fali o długości 1300 nm i temperatury 300 K.  $n_R$  — fazowy współczynnik załamania,  $n_g$  — grupowy współczynnik załamania,  $dn_R/dT$  — zmiana fazowego współczynnika załamania wraz z temperaturą,  $\alpha$  — współczynnik absorpcji,  $d\alpha/dT$  — zmiana absorpcji wraz z temperaturą.

warstwa	$n_R$	$n_g$	$dn_R/dT$ [ $10^{-4}/K$ ]	$\alpha$ [1/cm]	$d\alpha/dT$ [ $10^{-2}/(cm \cdot K)$ ]
p-GaAs	3.411	3.676	2.7	3.0	9.0
p-Al <sub>0.45</sub> Ga <sub>0.55</sub> As	3.167	3.336	1.8	14.5	1.7
p-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	2.951	3.072	1.4	0.7	0.9
p-Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As	2.918	3.032	1.3	0.7	0.9
p-GaAs	3.411	3.676	2.7	7.5	9.0
i-GaAs	3.411	3.676	2.7	0.3	0.1
i-In <sub>0.15</sub> Ga <sub>0.85</sub> As	3.460	4.540	1.9	—	—
n-GaAs	3.411	3.676	2.7	1.2	2.4
n-Al <sub>0.45</sub> Ga <sub>0.55</sub> As	3.167	3.336	1.8	15.9	1.3
n-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As	2.951	3.072	1.4	0.6	0.5
Al <sub>x</sub> O <sub>y</sub>	1.530	1.544	0	50	0

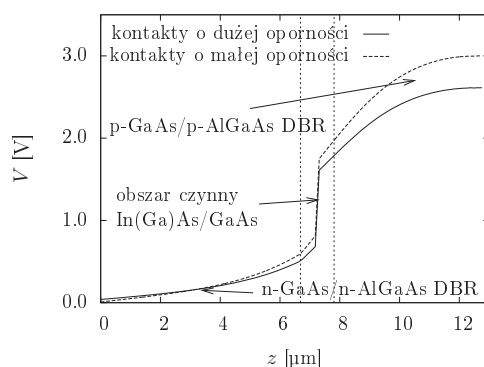


**Rysunek 8.8:** Przemianowy rozkład potencjału w laserze z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs z kontaktami o dużej oporności powierzchniowej.

radialny, a następnie (w warstwach tworzących dolne zwierciadło) niemal prostopadły do powierzchni warstw. Na rysunku 8.10 dodatkowo ukazane zostały rozkłady potencjału wzdłuż osi symetrii lasera.



**Rysunek 8.9:** Przestrzenny rozkład potencjału w laserze z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs z kontaktami Ti o małej oporności powierzchniowej.

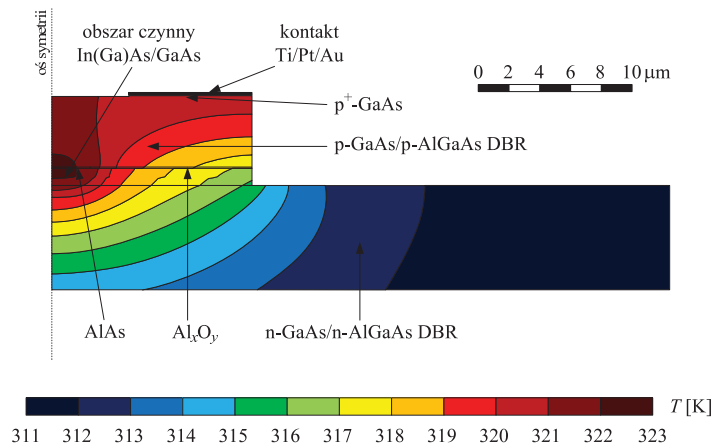


**Rysunek 8.10:** Rozkłady potencjału wzdłuż osi symetrii laserów z obszarami czynnymi In(Ga)As/GaAs posiadającymi kontakty o różnej jakości.

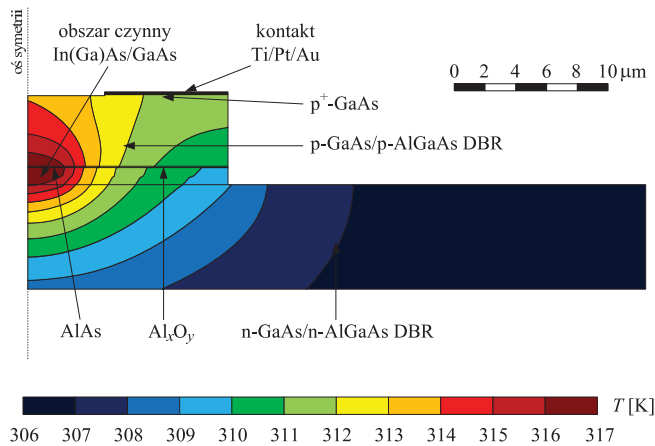
Z rysunków 8.8–8.10 wynika, że na złączu odkłada się napięcie o wartości dużo mniejszej (ok. 13.5%) niż wartość napięcia zasilającego. Znaczna część napięcia odkłada się natomiast w pobliżu warstwy podkontaktowej  $p^+$ -GaAs oraz w zwierciadłach (zwłaszcza zwierciadło typu p, którego przewodność elektryczna jest wyraźnie mniejsza niż w zwierciadło typu n). Jest to, co najmniej częściowo, spowodowane stosunkowo niskim poziomem domieszki, osiągniętym w ramach kompromisu

między potrzebami zwiększenia przewodności elektrycznej i zmniejszenia absorpcji na swobodnych nośnikach.

Na rysunkach 8.11–8.12 ukazane są przestrzenne rozkłady temperatury w laserze

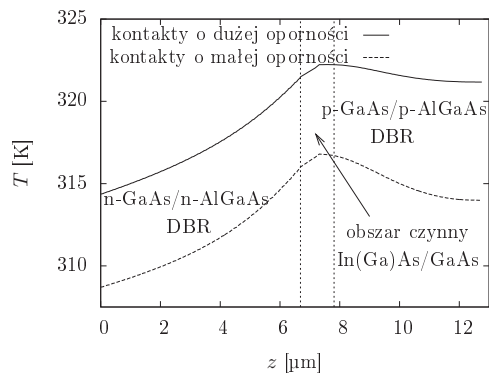


**Rysunek 8.11:** Przestrzenny rozkład temperatury w laserze z obszarem czynnym  $In(Ga)As/GaAs$  z kontaktami o dużej oporności powierzchniowej.

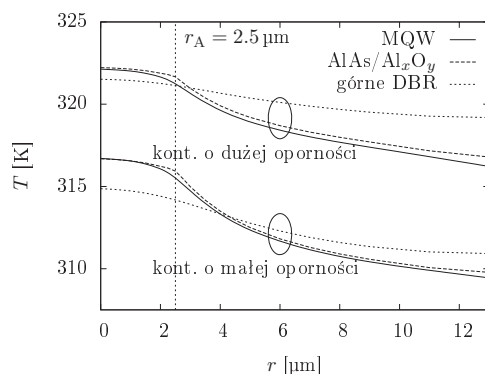


**Rysunek 8.12:** Przestrzenny rozkład temperatury w laserze z obszarem czynnym  $In(Ga)As/GaAs$  z kontaktami o małej oporności powierzchniowej.

z kontaktami o różnej jakości. Dodatkowo, na rysunkach 8.13–8.14 znajdują się rozkłady temperatury odpowiednio wzdłuż osi symetrii lasera oraz w połowie grubości wybranych obszarów modelowanej strukturki. Zgodnie z oczekiwaniami największe



**Rysunek 8.13:** Rozkłady temperatury wzdłuż osi symetrii laserów z obszarami czynnymi In(Ga)As/GaAs posiadających kontakty o różnej jakości.

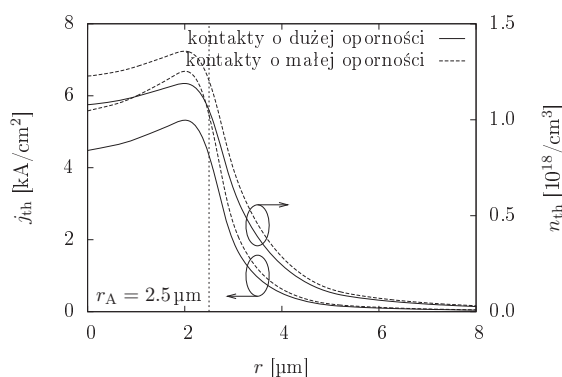


**Rysunek 8.14:** Radialne rozkłady temperatury w połowie grubości wybranych obszarów w laserach z obszarami czynnymi In(Ga)As/GaAs posiadających kontakty o różnej jakości.

temperatury panują w obszarze czynnym lasera oraz w miejscu styku rezonatora ze zwierciadłem typu p. Można zauważyć, że szczególnie efektywne jest odprowadzanie ciepła od obszaru czynnego w kierunku *heat sinku*. Strumień ciepła w tym obszarze jest około dwa razy większy niż ten związany z rozchodzeniem się ciepła od obszaru czynnego przez zwierciadło typu p. Dodatkowo, w przypadku rozkładu temperatury w płaszczyźnie obszaru czynnego (rysunek 8.14) wyraźnie zaznacza się obecność apertury optyczno-elektrycznej.



Otrzymane w wyniku samouzgodnionych obliczeń termiczno-elektrycznych przestrzenne rozkłady potencjału w symulowanej strukturze umożliwiając, w oparciu o różniczkowe prawo Ohma, wyznaczenie rozkładów gęstości prądu płynącego przez przyrząd. Z uwagi na to, że celem prezentowanych obliczeń jest określenie rozkładów pewnych wielkości fizycznych (przede wszystkim wzmocnienia optycznego) dla progów akcji laserowej, istotna jest znajomość rozkładów gęstości prądu progowego przepływającego przez obszar czynny w zależności od odległości od osi lasera. Rozkład taki, ukazany na rysunku 8.15 uzasadnia potrzebę wprowadzania oksydacji. Zawęza ona

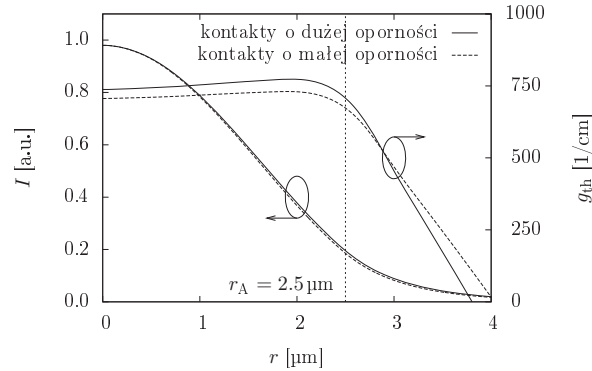


**Rysunek 8.15:** Radialne rozkłady gęstości prądu progowego oraz progowej koncentracji nośników w płaszczyznach obszarów czynnych  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  laserów posiadających kontakty o różnej jakości.

rozpływ prądu od kontaktu typu p o kształcie pierścienia do bardzo małego obszaru czynnego, w którym wartości gęstości prądu nie różnią się znacząco. Poza obszarem czynnym, wraz z oddalaniem się od osi symetrii lasera, gęstość wstrzykiwanego prądu wyraźnie maleje. W standardowych strukturach typu *intracavity* rozkłady gęstości prądu są dużo bardziej niejednorodne [377].

Wyznaczone rozkłady gęstości prądu progowego mają bardzo duży wpływ na postać rozkładów progowej koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego (rysunek 8.15). Profile progowej koncentracji nośników ukazane na rysunku 8.15 są bardzo korzystne przy projektowaniu lasera pracującego na modzie podstawowym, gdyż koncentracja nośników w obszarze czynnym jest niemal jednorodna. Na rysunku 8.15 można zaobserwować znaczną koncentrację nośników w obszarze znajdującym się poza aperturą optyczno-elektryczną przyrządu. Wynika to z rozptyłu prądu, który częściowo wpływa do tych obszarów. Wspomniane nośniki nie przyczyniają się do osiągnięcia progów akcji laserowej w przyrządzie, gdyż znajdują się poza powierzchnią wyznaczoną przez aperturę optyczno-elektryczną.

Znajomość rozkładów koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego pozwoliła na wyznaczenie radialnych rozkładów wzmocnienia optycznego (rysunek 8.16). Zgodnie z oczekiwaniami rozkłady te są do siebie bardzo podobne. Z roz-

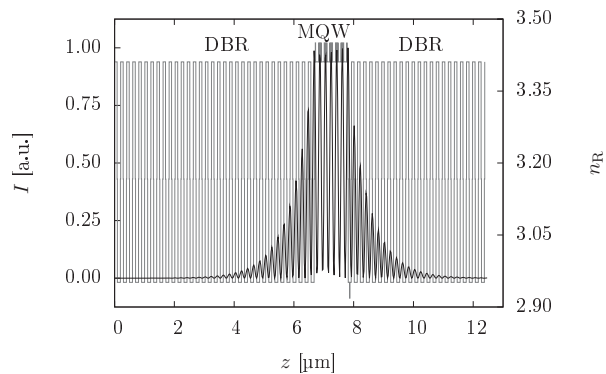


**Rysunek 8.16:** Radialne profile progowego wzmocnienia optycznego oraz wzbudzonego modu promieniowania w płaszczyznach obszarów czynnych In(Ga)As/GaAs laserów posiadających kontakty o różnej jakości.

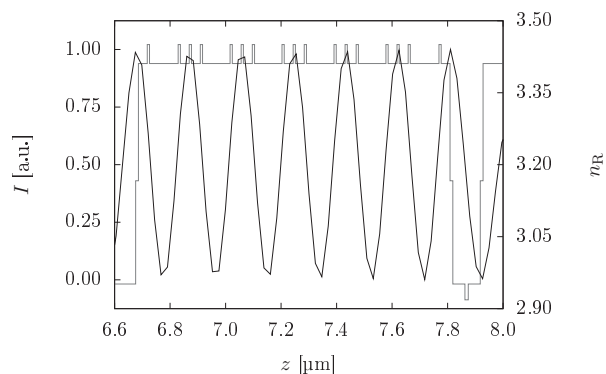
kładów wzmocnienia progowego widać, że ułatwione będzie wzbudzenie się w laserze modu podstawowego  $LP_{01}$  pożądanego w większości zastosowań dotyczących symulowanego lasera. Dla modu podstawowego, z uwagi na odpowiednio duże pokrywanie się profili wzmocnienia optycznego oraz wzbudzonego modu (rysunek 8.16), wzmocnienie modowe będzie miało największą wartość, a wymagane wzmocnienie progowe — najmniejszą.

Wytwarzane w laserze pole elektromagnetyczne dopasowuje się niemal idealnie do konstrukcji rezonatora, który został zaprojektowany tak, by jego długość była równa trzem długościom fali ( $3\lambda$ ). Zostało to przedstawione na rysunku 8.17 dla przypadku, gdy przyrząd posiadał kontakty o dobrej jakości (analogiczna zależność otrzymana dla struktury z kontaktami o dużej oporności elektrycznej ma niemal identyczną postać). Profil współczynnika załamania wyraźnie ukazuje studnie kwantowe, w których umiejscowione są warstwy z kropkami kwantowymi. Widoczna jest również warstwa  $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$  umiejscowiona w pierwszej parze (licząc od strony rezonatora) zwierciadła typu p, która ma nieco mniejszą wartość współczynnika załamania niż warstwy  $Al_{0.90}Ga_{0.10}As$  (tabela 8.6). Poza obszarem czynnym, w miejsce  $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ , na skutek oksydacji, pojawia się  $Al_xO_y$ .

Powstała fala stojąca, wnikając do kolejnych warstw tworzących dolne i górne zwierciadła, ulega stopniowemu wygaszaniu. Jak można zauważyć na rysunku 8.18, strzałki tej fali przypadają na warstwy czynne (w przypadku studni kwantowych, gdzie jest tylko jedna warstwa kropek kwantowych, strzałka fali znajduje się tuż



**Rysunek 8.17:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania wzdłuż osi symetrii lasera z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  i kontaktami o dobrej jakości.

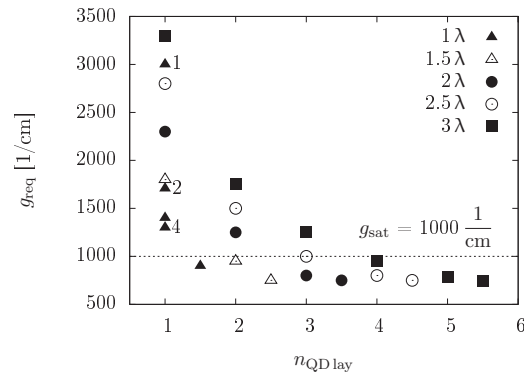


**Rysunek 8.18:** Unormowany profil wzbudzonego modu promieniowania oraz rozkład współczynnika załamania w rezonatorze lasera z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  i kontaktami o dobrej jakości.

obok warstwy czynnej), co stanowi warunek uzyskania emisji wymuszonej, a co za tym idzie — akcji laserowej. Kolejne strzałki (oraz węzły) występują na granicy rezonatora i zwierciadeł. To czy na granicy tych warstw jest strzałka czy też węzeł zależy od wzajemnej relacji między wartościami współczynników załamania. W sytuacji, gdy przejście następuje z obszaru o większym współczynniku załamania do obszaru o współczynniku mniejszym mamy strzałkę. W odwrotnym przypadku występuje tam węzeł.

Na rysunku 8.17 widać pewną głębokość penetracji zwierciadeł przez wzbudzaną w przyrządzie falę elektromagnetyczną. To, że nie jest ona szczególnie duża, można wytłumaczyć sporą różnicą między wartościami współczynników załamania dla warstw półprzewodnikowych tworzących zwierciadła ( $\Delta n_R = 0.46$  pomiędzy warstwami GaAs oraz  $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$ ). Im głębokość penetracji jest większa, tym większe są straty absorpcyjne promieniowania w zwierciadłach. Przy projektowaniu takich laserów należy brać również pod uwagę straty wynikające z dyfrakcji promieniowania. Zjawisko to polega na tym, że część promieniowania odbijając się na kolejnych granicach warstw tworzących zwierciadła ćwierćfalowe nie wraca do obszaru czynnego. Jest to jeden z bezpośrednich skutków istnienia niejednorodności, powstałych w procesie technologicznym, w warstwach składających się na zwierciadła półprzewodnikowe. Stąd też, przy wytwarzaniu laserów o dużej liczbie par zwierciadeł, wykazywana jest szczególna ostrożność mająca na celu doprowadzenie do jednorodnego wzrostu tych warstw. W przedstawionej analizie straty te nie zostały uwzględnione.

Jak wiadomo, konstrukcja rezonatora ma bardzo duży wpływ na wymagane wzmocnienie progowe. Na rysunku 8.19 ukazana została zależność wymaganego

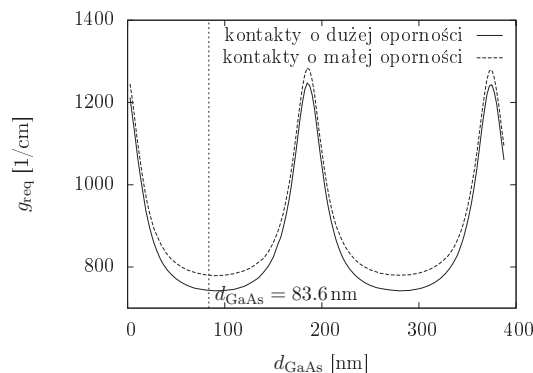


**Rysunek 8.19:** Wymagane wzmocnienie w zależności od liczby grup warstw z kropkami kwantowymi dla lasera z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs. W każdej grupie liczba warstw wynosiła 3 (chyba, że zaznaczono inaczej). Ułamkowe wartości dla liczby grup odnoszą się do przypadku, gdy w pobliżu końców rezonatora znajdowały się pojedyncze warstwy z kropkami kwantowymi.

wzmocnienia progowego od liczby grup składających się ze studni kwantowych z warstwami kropek kwantowych dla różnych długości optycznych rezonatora. Punkty znajdujące się ponad (lub w pobliżu) umownie przyjętego poziomu nasycenia ( $g_{\text{sat}} = 1000/\text{cm}$ ) reprezentują konstrukcję niezdolną do uzyskania wzmocnienia progowego w laserze. Sytuacja może się jednak zmienić na skutek zwiększenia powierzchniowej gęstości kropek kwantowych lub w przypadku sprawienia by były one bardziej

jednorodne. Na podstawie rysunku 8.19 można wnioskować, że obszar czynny powinien składać się przynajmniej z dziewięciu warstw kropek kwantowych (3 grupy, każda zawierająca 3 warstwy kropek). Zgadza się to w dużej mierze ze strukturami opisywanymi w pracach dotyczących laserów typu VCSEL z kropkami kwantowymi. Najczęściej można się bowiem natknąć na struktury z pięcioma bądź trzema grupami (niekiedy takie struktury, oprócz grup, zawierają także dodatkowe warstwy kropek) [361, 371].

Oprócz konstrukcji rezonatora na wymagane wzmocnienie ma także wpływ grubość warstw składających się na zwierciadła DBR. Zależność ta została zbadana dla laserów z kontaktami o różnej jakości. Zmianie ulegała jedynie grubość ostatniej warstwy w zwierciadle typu p wykonanej z GaAs. Na rysunku 8.20 ukazany jest



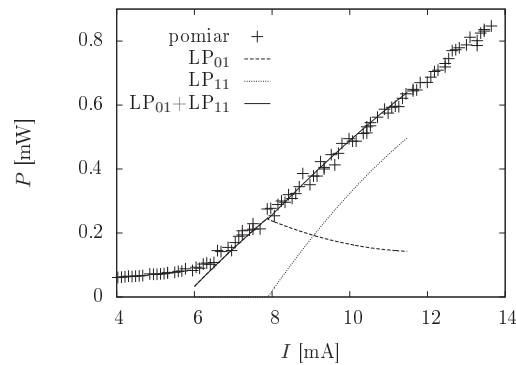
**Rysunek 8.20:** Wpływ grubości ostatniej warstwy GaAs w zwierciadle typu p na wymagane wzmocnienie dla laserów z obszarami czynnymi  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  posiadających kontakty o różnej jakości.

wpływ grubości tej warstwy na wymagane wzmocnienie. Wyraźnie widać, że im bardziej grubość warstwy GaAs różni się od wartości 83.6 nm (lub jej wielokrotności), czyli od grubości warstw wykonanych z tego materiału występujących we wszystkich pozostałych parach zwierciadeł, tym większe jest wymagane wzmocnienie. Dla skrajnie niekorzystnych grubości wymagane wzmocnienie jest większe aż o około 500/cm od wzmocnienia progowego dla laserów zarówno z kontaktami o dużej, jak i małej oporności. Wyniki te oznaczają, że dobór grubości warstw półprzewodnikowych jest bardzo istotny przy wytwarzaniu lasera typu VCSEL.

Przeprowadzenie analizy numerycznej dla progu akcji laserowej stanowi punkt wyjścia do obliczeń nadprogowych. Analogicznych pomiarów dokonał zespół przynależący do *Division of Microelectronics, School of Electrical and Electronic Engineering, Nanyang Technological University* realizując eksperyment, w którym pomiar charakterystyk objął cztery struktury laserowe o średnicach apertury równych: 10,

13, 16 i 19  $\mu\text{m}$ . Przyrządy te różniły się także promieniem górnego zwierciadła. W każdym przypadku jego średnica była o 70  $\mu\text{m}$  większa od rozmiaru apertury. Umożliwiło to jednoczesne przeprowadzenie procesu oksydacji dla wszystkich struktur.

Zmierzona w ramach eksperymentu zależność mocy emitowanego promieniowania od wartości prądu w przyrządzie o średnicy apertury równej 10  $\mu\text{m}$  przedstawiona została na rysunku 8.21. Pomiar wykonany był dla pracy z falą ciągłą w tempera-



**Rysunek 8.21:** Zależność mocy emitowanego promieniowania od natężenia prądu w temperaturze pokojowej (18°C) dla lasera z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs.

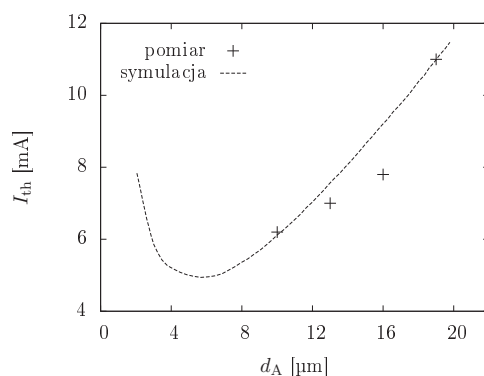
Punkty oznaczają dane doświadczalne, natomiast linie pokazują zależności  $P(I)$  otrzymane w wyniku symulacji komputerowej dla modu podstawowego LP<sub>01</sub> (linia przerywana), pierwszego rzędu LP<sub>11</sub> (linia kropkowana) oraz ich sumę LP<sub>01</sub>+LP<sub>11</sub> (linia ciągła). Średnica apertury wynosiła 10  $\mu\text{m}$ , a dokładności pomiaru mocy i natężenia prądu to odpowiednio 0,01 mW oraz 0,1 mA.

turze pokojowej. Maksymalna moc wyjściowa wyniosła 0,85 mW. Odpowiadające jej wartości prądu i napięcia to odpowiednio 13,7 mA oraz 2,3 V. Przekładają się one na wartość całkowitej sprawności badanego lasera, która wynosi 2,7%. Prąd progowy odczytany z wyników eksperymentalnych to 6,2 mA, a obliczona na jego podstawie gęstość prądu ma wartość 7,9 kA/cm<sup>2</sup>.

Analogiczna charakterystyka otrzymana została w wyniku symulacji komputerowej. Rezultaty otrzymane poprzez zastosowanie modelu nadprogowego są bardzo bliskie wartościom uzyskanym na drodze eksperymentu. Dla progowej akcji lasera występuje jedynie mod podstawowy LP<sub>01</sub>, ale w chwili, gdy wartość prądu przekracza 7,9 mA, pojawia się również mod pierwszego rzędu LP<sub>11</sub>. Ze wzrostem wartości prądu, wpływ tego modu na emitowane przez laser promieniowanie jest coraz większy i dla 7,9 mA mod LP<sub>11</sub> staje się dominujący. Przyczyną przejścia jednego modu na drugi jest zmieniający się rozkład prądu płynącego przez rezonator. Wraz ze wzrostem wartości prądu, rozkład ten staje się coraz bardziej niejednorodny. Istotny

wpływ ma ta to położenie warstwy oksydowanej, które przypada na pierwszą parę górnego zwierciadła. Obszar utleniony stanowi barierę dla prądu płynącego od górnego kontaktu o kształcie pierścienia, przez co ten musi go opływać. Największa część prądu przedostaje się do rezonatora przez obszary położone blisko krawędzi apertury. Dodatkowo, ciepło Joule'a wydzielające się na skutek przepływu prądu jest proporcjonalne do kwadratu jego gęstości. Większy prąd przekłada się zatem na znaczny wzrost temperatury, co także znajduje odbicie w rozkładzie wzmocnienia optycznego. Dla dużych prądów rozkład ten ma maksimum położone w podobnej odległości od osi symetrii lasera co granica apertury. Sprzyja to wzbudzeniu modów wyższego rzędu, które wraz ze zwiększaniem się wartości prądu zaczynają dominować nad modem podstawowym, a to z kolei prowadzi do wielomodowej pracy lasera.

Zależność prądu progowego od rozmiarów apertury dla pracy z falą ciągłą w temperaturze pokojowej przedstawiona została na rysunku 8.22. Wziąwszy pod uwagę to,



**Rysunek 8.22:** Zależność prądu progowego od średnicy apertury w temperaturze pokojowej ( $18^\circ\text{C}$ ) dla lasera z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ . Punkty oznaczają dane doświadczalne, natomiast linia przerywana pokazuje zależność  $I_{\text{th}}(d_A)$  otrzymaną w wyniku symulacji komputerowej.

że kształt apertury w rzeczywistych strukturach częściej przypomina elipsę niż koło, przez co wymiary tego obszaru mogą być oszacowane jedynie z pewną dokładnością (około  $2\ \mu\text{m}$ ), można uznać, że także i w tym przypadku uzyskana została zgodność pomiędzy wynikami teoretycznymi i doświadczalnymi. Najmniejsza wartość prądu progowego uzyskana w wyniku symulacji komputerowej wyniosła  $4.95\ \text{mA}$ . Średnica apertury wynosiła w tym przypadku  $6\ \mu\text{m}$ . Dla apertur o mniejszych rozmiarach obszar czynny okazuje się zbyt mały, aby skutecznie ograniczać pole optyczne. Dochodzi wtedy do wnikania promieniowania w obszary pasywne położone wokół obszaru czynnego, a to powoduje wzrost prądu progowego obserwowany na rysunku 8.22.

Z drugiej strony, w laserach typu VCSEL o szerokiej aperturze, rozkład wstrzykiwanego prądu jest bardzo niejednorodny i wzbudzeniu ulegają mody wyższego rzędu. W tym przypadku obserwujemy więc efekt końcowy identyczny do tego jaki miał miejsce dla pracy nadprogowej przy dużych wartościach prądu (rysunek 8.21).

Nie mniejszy wpływ na charakterystyki lasera niż konstrukcja rezonatora ma jego strojenie, czyli takie manipulowanie grubościami warstw składających się na rezonator, by powstawała w nim fala stojąca o pożądanej długości. Laser może być dostrojony bądź odstrojony. Pierwsza sytuacja zachodzi gdy długość fali stojącej powstałej w rezonatorze (pik rezonatora) odpowiada długości fali, dla której wzmocnienie otrzymane w obszarze czynnym ma maksimum (pik wzmocnienia). W pozostałych przypadkach laser jest odstrojony. Warto tu dodać, że w laserze odstrojonym pik rezonatora może być przesunięty zarówno w stronę fal dłuższych, jak i krótszych, względem pik wzmocnienia. Z uwagi na to, że wraz ze wzrostem temperatury pik wzmocnienia przesuwa się szybciej od pik rezonatora w stronę fal dłuższych, pierwszy przypadek jest często dużo bardziej korzystny, gdyż umożliwia pracę lasera dla większego zakresu temperatur.

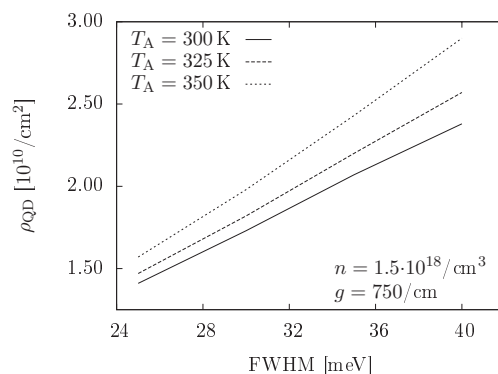
Przy badaniu wpływu strojenia rezonatora szczególna uwaga będzie poświęcona optymalizacji prądu progowego, wielkości bardzo istotnej przy projektowaniu laserów półprzewodnikowych. Porównane zostaną lasery odstrojony (emitujący promieniowanie o długości 1.28  $\mu\text{m}$ ) i dostrojony (emitujący promieniowanie o długości 1.26  $\mu\text{m}$ ), których struktury różnią się jedynie grubościami warstw składających się na zwierciadła oraz rezonator (tabela 8.7). Strojenie lasera, jak można zauważyć, polegało na dopasowaniu grubości warstw rezonatora tak, by jego długość optyczna odpowiadała wielokrotności połowy długości fali, na którą przypada maksimum wzmocnienia obszaru czynnego. Laser dostrojony do osiągnięcia progu akcji laserowej wymaga dużo mniejszego prądu (0.9 mA) niż laser odstrojony (2.2 mA). Spora różnica jest też w przypadku napięcia progowego, które wynosi odpowiednio 1.8 i 4.1 V.

Powszechnie wiadomo [378], że zarówno zwiększenie powierzchniowej gęstości kropek kwantowych  $\rho_{\text{QD}}$ , jak i zmniejszenie parametru FWHM (co jest tożsame z polepszeniem jednorodności kropek kwantowych) prowadzą do zwiększenia wzmocnienia optycznego generowanego przez kropki kwantowe. Dlatego, gdy np. występują trudności uniemożliwiające osiągnięcie dużej powierzchniowej gęstości kropek kwantowych, a zależy nam na utrzymaniu stałego wzmocnienia optycznego, należy polepszyć ich jednorodność, obniżając parametr FWHM. W przypadku wzmocnienia optycznego równego  $g = 750/\text{cm}$ , które jest bliskie wzmocnieniu progowemu w podstawowej strukturze z kontaktami o dobrej jakości ( $g_{\text{th}} = 745/\text{cm}$ ) wspomniana wyżej relacja jest ukazana na rysunku 8.23 dla trzech różnych temperatur  $T_{\text{A}}$  występujących w obszarze czynnym i dla stałej koncentracji nośników równej  $n = 1.5 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ , która jest niemal równa progowej koncentracji  $n_{\text{th}} = 1.4 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$  w podstawowej strukturze z kontaktami o dobrej jakości.



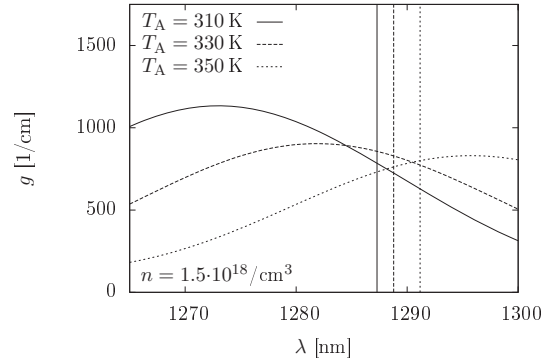
**Tablica 8.7:** Grubości warstw dla odstrojonego i dostrojonego lasera półprzewodnikowego typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs w postaci kropek kwantowych. W przypadku warstw GaAs znajdujących się w rezonatorze podano łączną ich grubość. Podane w nawiasie wartości 43.5 i 41.9 odnoszą się do warstw p-Al<sub>0.90</sub>Ga<sub>0.10</sub>As, między którymi znajduje się warstwa oksydowana.

warstwa	grubość [nm] (laser odstrojony)	grubość [nm] (laser dostrojony)
p <sup>+</sup> -GaAs (warstwa podkontaktowa)	88.6	87.8
p-GaAs (górne DBR)	83.6	82.8
p-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As (górne DBR)	10.0	10.0
p-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As (górne DBR)	99.0 (43.5)	95.7 (41.9)
p-Al <sub>0.98</sub> Ga <sub>0.02</sub> As (górne DBR)	12.0	12.0
p-GaAs (bariera)	170.0	170.0
i-GaAs (bariera)	807.2	793.8
i-In(Ga)As (QW+QD)	8.0	8.0
n-GaAs (dolne DBR)	83.6	82.8
n-Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> As (dolne DBR)	10.0	10.0
n-Al <sub>0.90</sub> Ga <sub>0.10</sub> As (dolne DBR)	99.0	95.7
n-GaAs (warstwa buforowa)	500	500
n <sup>+</sup> -GaAs (podłoże)	200000	200000



**Rysunek 8.23:** Powierzchniowa gęstość kropek kwantowych w warstwie potrzebna do otrzymania wzmocnienia  $g = 750/\text{cm}$  dla różnych szerokości połówkowych FWHM i różnych temperatur panujących w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs modelowanego lasera.

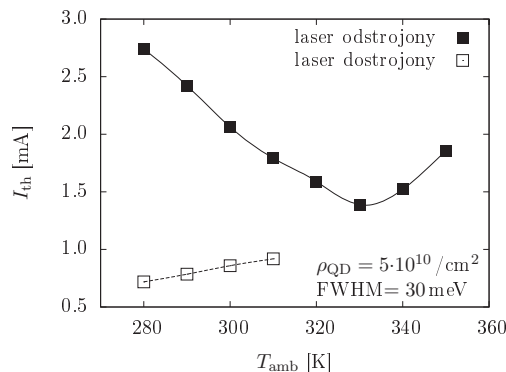
Wzrost temperatury w obszarze czynnym powoduje przesuwanie się zarówno pików wzmocnienia, jak i pików rezonatora, w stronę fal dłuższych, aczkolwiek pik wzmocnienia przesuwa się dużo szybciej, co potwierdza rysunek 8.24. Wyznaczone



**Rysunek 8.24:** Wzmocnienie optyczne w zależności od długości fali dla różnych temperatur panujących w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs modelowanego lasera. Pionowe linie ukazują długości fal związanych z pikami rezonatora.

prędkości przesuwania się pików wzmocnienia i rezonatora wynoszą odpowiednio 0.58 nm/K oraz 0.10 nm/K. Dlatego, w opisywanym tu przypadku, gdy zależy nam np. na otrzymaniu fali o długości 1.30  $\mu\text{m}$ , a pik wzmocnienia jest przesunięty w stronę fal krótszych względem pożądanej długości fali, pik rezonatora powinien przypadać na tę część spektrum wzmocnienia, gdzie długość fali jest większa. Po zwiększeniu temperatury otoczenia, bądź w wyniku wzrostu temperatury na skutek wydzielania się ciepła w pracującym laserze, nastąpi wzajemne zbliżenie się obu pików, co spowoduje otrzymanie emisji fali o większej długości.

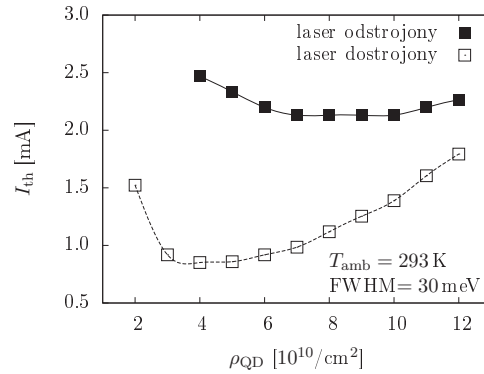
Dostrojenie lasera poprzez zbliżenie pików wzmocnienia i rezonatora ma również wpływ na zależność prądu progowego od temperatury otoczenia (rysunek 8.25). Zgodnie z oczekiwaniami, w przypadku lasera dostrojonego wzrost temperatury w obszarze czynnym powoduje również wzrost prądu progowego. W laserze odstrojonym prąd progowy jest oczywiście wyższy, ale przy prawidłowym odstrojeniu, dla wyższych temperatur otoczenia, oba piki zaczynają się do siebie zbliżać co prowadzi do redukcji prądu progowego (rysunek 8.25). W przypadku, gdy oba piki pokrywają się, czyli gdy długość fali emitowanego promieniowania jest taka sama jak ta, dla której wzmocnienie optyczne osiąga maksimum, prąd progowy ma wartość minimalną. Dalszy wzrost temperatury powoduje rozsuwanie pików, a co za tym idzie — wzrost prądu progowego.



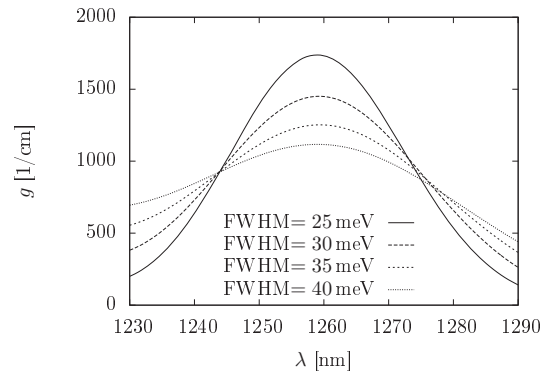
**Rysunek 8.25:** Prądy progowe w zależności od temperatur otoczenia dla odstrojonego i dostrojonego lasera z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ . Obliczone wartości parametru  $T_0$  to: 120 K (laser dostrojony,  $T_{\text{amb}} = 280\text{--}310$  K),  $-72$  K (laser odstrojony,  $T_{\text{amb}} = 280\text{--}320$  K), 65 K (laser odstrojony,  $T_{\text{amb}} = 330\text{--}350$  K)

Prąd progowy powinien być także odwrotnie proporcjonalny do powierzchniowej gęstości kropek kwantowych. Jednakże dla każdej struktury lasera z kropkami kwantowymi istnieje optymalna wartość tego parametru, dla której prąd progowy ma najmniejszą wartość. Dalsze zwiększanie powierzchniowej gęstości kropek kwantowych powoduje wzrost prądu progowego ponieważ więcej kropek musi być wypełnionych przez elektrony. Dla obu porównywanych tu laserów, tzn. dostrojonego emitującego falę  $1.26\ \mu\text{m}$  i odstrojonego emitującego falę  $1.28\ \mu\text{m}$  zależności prądu progowego od powierzchniowej gęstości kropek kwantowych ukazane są na rysunku 8.26. Zgodnie z oczekiwaniami, dla lasera dostrojonego zarówno prąd progowy, jak i optymalna powierzchniowa gęstość kropek kwantowych (około  $4 \cdot 10^{10}/\text{cm}^2$ ) są wyraźnie mniejsze niż te dla lasera odstrojonego.

Wiadomo również, że kropki kwantowe o większej jednorodności (opisywane parametrem FWHM o mniejszej wartości) umożliwiają uzyskanie wyższego wzmocnienia optycznego w obszarze czynnym. Wydaje się zatem, że w celu otrzymania mniejszych wartości prądu progowego wymagane jest mniejsze FWHM. Okazuje się jednak, że powyższe stwierdzenie jest prawdziwe jedynie dla fal bliskich tej, dla której występuje pik wzmocnienia. Ukazane jest to na rysunku 8.27, gdzie wraz ze zmniejszaniem się parametru FWHM wzmocnienie optyczne rośnie jedynie dla fal z zakresu  $1.245\text{--}1.275\ \mu\text{m}$ , co jest dalekie od pożądanej długości fali równej  $1.30\ \mu\text{m}$ . Można zatem stwierdzić, że kropki o większej jednorodności są korzystne jedynie dla dobrze dostrojonych laserów, podczas gdy dla laserów odstrojonych powinno się stosować kropki charakteryzujące się dużym FWHM. Jest to wyraźnie widoczne na rysunku 8.28 ukazującym zależność prądu progowego od parametru FWHM zarówno



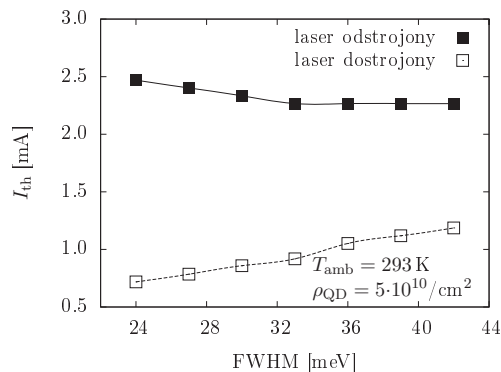
**Rysunek 8.26:** Prądy progowe w zależności od powierzchniowych gęstości kropek kwantowych dla odstrojonego i dostrojonego lasera z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs.



**Rysunek 8.27:** Wzmocnienie optyczne w zależności od długości fali dla lasera z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs obliczone dla różnych jednorodności kropek kwantowych opisanych przez parametr FWHM.

dla lasera dostrojonego, jak i odstrojonego. Zgodnie z oczekiwaniami, wartości prądu progowego dla lasera dostrojonego są proporcjonalne do parametru FWHM, podczas gdy dla lasera odstrojonego prąd progowy stopniowo maleje i dla FWHM większego od 33 meV jest praktycznie stały.

Lasery OC (ang. *Oxide-Confined* — z ograniczeniem optycznym) VCSEL są obecnie ważną i dynamicznie rozwijającą się grupą laserów typu VCSEL. Podstawą ich



**Rysunek 8.28:** Prądy progowe w zależności od jednorodności kropek kwantowych opisanych przez parametr FWHM dla odstrojonego i dostrojonego lasera z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ .

działania jest istnienie w strukturze lasera stosunkowo cienkich warstw  $\text{AlGaAs}$  o bardzo dużej zawartości  $\text{Al}$  (np. 98%). Warstwy te, w zależności od konkretnych rozwiązań konstrukcyjnych, mogą być położone w rezonatorze lasera typu VCSEL lub w jego zwierciadłach (najczęściej po stronie typu p). Często występują one na styku zwierciadeł DBR i rezonatora.

Działając na te warstwy wysoką temperaturą i parą wodną możemy zmieniać ich własności fizyczne. Dochodzi wtedy do tzw. mokrej oksydacji, która postępuje sukcesywnie od zewnętrznych krańców struktury laserowej w kierunku jej centrum. Szybkość oksydacji zależy m.in. od składu warstwy i jej grubości. Oksydowana część warstwy charakteryzuje się bardzo słabą przewodnością elektryczną (praktycznie jest to izolator) i stosunkowo niskim współczynnikiem załamania (około 1.5) w stosunku do pierwotnej warstwy (np. dla  $\text{AlAs}$  i promieniowania o długości fali około  $1.3 \mu\text{m}$  współczynnik załamania jest bliski 3) oraz warstw ją otaczających. Przerwywając proces oksydacji w odpowiednim momencie możemy pozostawić pewną jej część nieoksydowaną. Obszar poddany oksydacji będzie stanowić ograniczenie w rozplywie prądu w strukturze lasera (tzw. aperturę elektryczną). Dodatkowo dzięki istnieniu różnicy współczynnika załamania na styku części nieoksydowanej z oksydowaną otrzymamy efekt falowodowy w kierunku radialnym (bocznym) w strukturze lasera VCSEL (tzw. aperturę optyczną). Efekt falowodowy może być jednak osiągnięty tylko wtedy, gdy fala elektromagnetyczna będzie efektywnie oddziaływać z oksydacją. Z uwagi na budowę i zasadę działania lasera VCSEL oraz nieznaczną grubość warstwy oksydacyjnej (często mającej zaledwie kilkanaście nanometrów) wspomniane efektywne

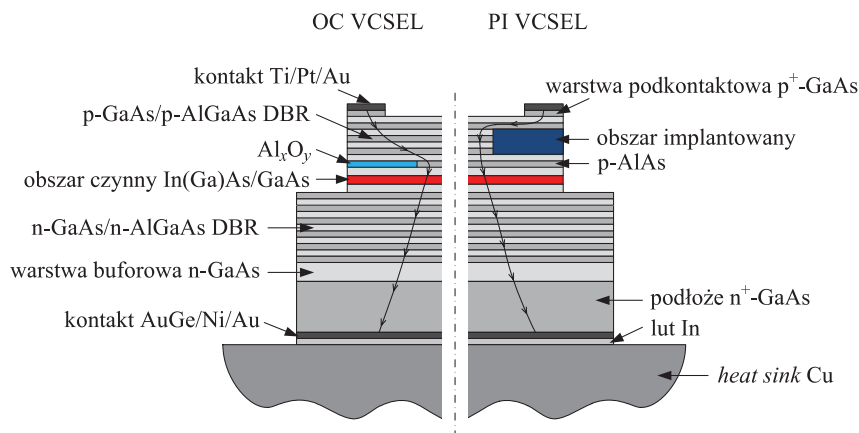
oddziaływanie jest możliwe tylko wtedy gdy taka warstwa znajduje się niemal dokładnie w położeniu odpowiadającym strzałce fali stojącej powstałej w rezonatorze i zwierciadłach lasera typu VCSEL.

W literaturze spotyka się wiele konstrukcji laserów VCSEL z warstwami oksydacyjnymi o różnych aperturach, różnej ich liczbie, grubości i położonych w różnych miejscach struktury lasera. W znacznej części tych prac rozmieszczenie warstw oksydowanych w strukturze lasera jest bardzo przemyślane i dopracowane zarówno jeśli chodzi o ich liczbę, położenie w stosunku do fali stojącej w rezonatorze lasera, jak i grubość oraz rozmiar apertury. Istnieją jednak prace prezentujące struktury laserowe, gdzie wydaje się, że wspomniane parametry można poprawić, uzyskując w ten sposób optymalne parametry pracy lasera.

Problem odpowiedniego rozmieszczenia w strukturze lasera warstw oksydacyjnych o określonych parametrach jest istotny chociażby ze względu na to, że mogą one zmienić znacznie tryb pracy urządzenia. Lasery, w których warstwy oksydacyjne oprócz ograniczenia elektrycznego pełnią też rolę ograniczenia optycznego, to tzw. lasery w wbudowanym rzeczywistym efekcie falowodowym (lasery IG — ang. *index guided*), a lasery tylko z ograniczeniem elektrycznym to lasery z tzw. wzmocnieniowym efekcie falowodowym (lasery GG — ang. *gain guided*). Oba typy laserów charakteryzują się zazwyczaj zupełnie innymi parametrami eksploatacyjnymi zarówno pod względem emitowanej wiązki, jak i parametrów zasilania. W niektórych przypadkach brak radialnego efektu falowodowego może doprowadzić nawet do tak dużego wzrostu temperatury w jego wnętrzu, że nastąpi degradacja przyrządu. Z drugiej strony, istnieją sytuacje kiedy w pełni świadomie chcemy zrezygnować z tego efektu, polepszając tym samym parametry emitowanej przez laser wiązki promieniowania.

Wykonanie warstw oksydacyjnych nie jest jednak procesem łatwym i szybkim, a co za tym idzie — podwyższa znacznie ostateczną cenę przyrządu. Z tego względu wiele ośrodków technologicznych decyduje się często na zastąpienie oksydacji prostszymi i tańszymi metodami np. wytworzeniem w strukturze lasera obszarów poddanych implantacji protonami (PI — ang. *Proton-Implanted*). Obszary te mogą z powodzeniem spełniać rolę ograniczenia elektrycznego lecz nie są w stanie zapewnić radialnego efektu falowodowego. Można przypuszczać, że w niektórych przypadkach konstrukcje z implantacją mogą stanowić jednak poważną konkurencję dla konstrukcji OC VCSEL.

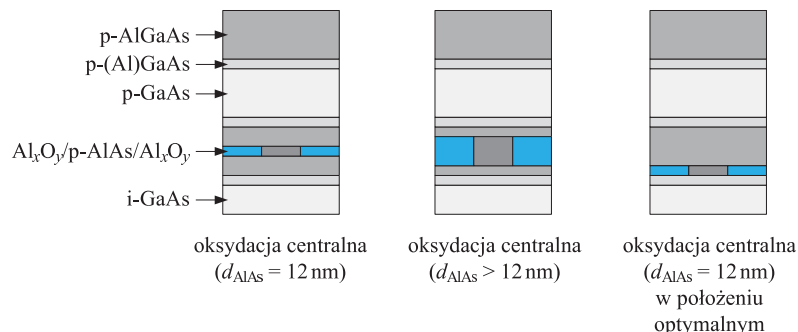
Przedstawione poniżej wyniki badań koncentrują się na ilościowym określeniu wpływu położenia, grubości i rozmiaru apertury warstwy oksydacyjnej na parametry pracy lasera, a także próbują odpowiedzieć na pytanie czy można w wybranej strukturze laserowej zastąpić w sposób efektywny warstwę oksydacyjną obszarami implantowanymi protonami (rysunek 8.29). Wyniki te stanowią dobry materiał wyjściowy dla technologów zajmujących się wytwarzaniem laserów chcących uzyskać przyrządy o określonych parametrach eksploatacyjnych.



**Rysunek 8.29:** Dwie możliwe do wykonania struktury lasera typu VCSEL z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ . Po lewej laser z warstwą oksydowaną, a po prawej laser z obszarem implantowanym protonami. Na rysunku zaznaczono także ścieżki prądowe.

Obliczenia zostały przeprowadzone dla kilku struktur. Struktura podstawowa miała górne zwierciadła o średnicy  $26\ \mu\text{m}$  oraz górny kontakt o średnicach wewnętrznej i zewnętrznej równych odpowiednio:  $10$  i  $26\ \mu\text{m}$ . Modelowana w tej części pracy struktura miała górne zwierciadła o średnicy  $40\ \mu\text{m}$  oraz górny kontakt o średnicach wewnętrznej i zewnętrznej równych odpowiednio:  $20$  i  $40\ \mu\text{m}$  (czyli kontakt o kształcie pierścienia był szerszy o  $2\ \mu\text{m}$  i przesunięty na zewnątrz). Zabieg ten umożliwił zbadanie struktury o szerszych aperturach i porównanie uzyskanych wyników z rezultatami otrzymanymi dla struktur o aperturach węższych, nie zmieniając położenia kontaktów. Termin „oksydacja centralna” używany w dalszej części pracy oznacza, że warstwa oksydowana znajdowała się w jednakowej odległości od warstw  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  (gdzie  $x$  ulega zmianie od  $0.0$  do  $0.9$ ) o grubościach  $10\ \text{nm}$  (warstwy gradientowe), które są od niej oddzielone warstwami  $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$  (patrz rysunek 8.30). Termin „oksydacja optymalna” oznacza, że warstwa oksydowana była oddzielona od rezonatora jedynie cienką warstwą gradientową. Na koniec rezonatora przypadła wtedy strzałka fali stojącej. Zmiana grubości oksydacji była dokonywana w ten sposób, że cały czas warstwa oksydowana była „położona w środku”. Poza obliczeniami dla oksydacji o różnych grubościach, w obliczeniach stosowana była oksydacja o stałej grubości  $12\ \text{nm}$  (wartość zaczerpnięta z pracy [361]).

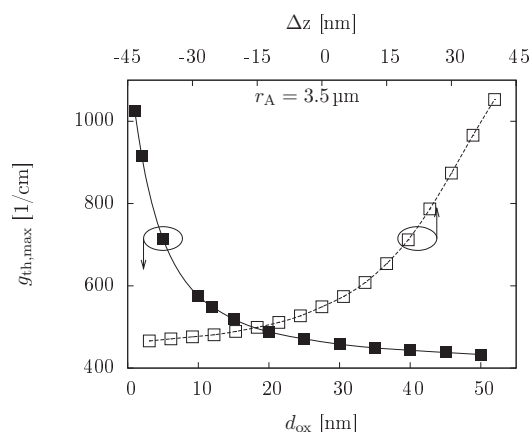
Struktura podstawowa posiadała jedną warstwę oksydacyjną o grubości  $12\ \text{nm}$  umieszczoną w środku warstwy  $\text{Al}_{0.90}\text{Ga}_{0.10}\text{As}$  w pierwszej parze zwierciadeł DBR po stronie p (patrz rysunek 8.30). Jest oczywiste, że oksydacja tak położona nie znajduje się dokładnie w położeniu strzałki fali stojącej. Dodatkowo jest ona stosunkowo



**Rysunek 8.30:** Możliwości umieszczenia oksydacji w laserze OC VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs, które nie prowadzą do znaczących zmian konstrukcyjnych. Lewy skrajny rysunek to struktura podstawowa. Środkowy i prawy to proponowane modyfikacje.

cienka. Wynika stąd, że najpierw należało odpowiedzieć na pytanie jaki wpływ na parametry pracy lasera ma przesunięcie oksydacji bliżej położenia strzałkowego lub zwiększenie jej grubości, co w gruncie rzeczy prowadzi do podobnego efektu (zwiększenia oddziaływania oksydacji z falą elektromagnetyczną).

W strukturach oksydowanych położenie oraz grubość oksydacji mają bardzo duże znaczenie, gdyż mają znaczący wpływ na wymagane wzmocnienie, które musi zostać osiągnięte w obszarze czynnym lasera by zrównoważyć straty optyczne. Na rysunku 8.31 można zauważyć, że w rozpatrywanej strukturze zarówno zwiększanie



**Rysunek 8.31:** Zależności wymaganego wzmocnienia od grubości warstwy oksydowanej oraz od jej położenia dla lasera z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs.



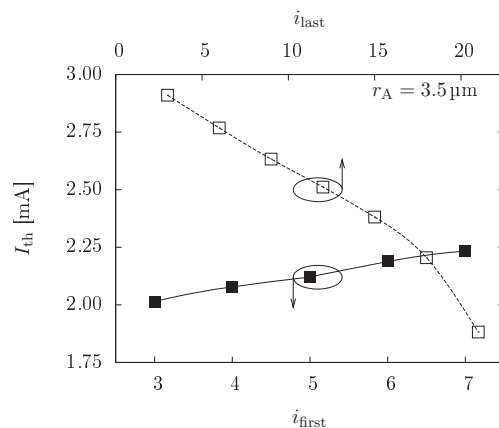
grubości oksydacji, jak i przemieszczanie jej w stronę rezonatora, zmniejsza wymagane wzmocnienie. Najlepsze rezultaty można otrzymać wtedy, gdy oksydacja jest tuż przy rezonatorze i gdy ma dużą grubość (znacznie większą niż 12 nm). Na podstawie rysunku 8.31 można stwierdzić, że umieszczenie oksydacji o grubości 12 nm w środku warstwy  $Al_{0.90}Ga_{0.10}As$  nie jest bardzo złym rozwiązaniem, bo wymagane wzmocnienie wynosi wtedy około 550/cm, a wartości wymaganego wzmocnienia z rysunku 8.31 są nie mniejsze niż około 430/cm. Jednakże przesuwając warstwę oksydowaną w stronę rezonatora (w stronę strzałki fali), możemy zredukować wymagane wzmocnienie o około 100/cm tzn. o prawie 20% wyjściowej wartości. Podobnie sprawa ma się jeśli zwiększymy jej grubość z 12 do 50 nm. Skrajnie niedobre wykonanie warstwy oksydacyjnej prowadzi do niemal dwukrotnego wzrostu wymaganego wzmocnienia progowego (patrz rysunek 8.31).

Tak jak było napisane wcześniej, wykonanie oksydacji może nastręczać pewne kłopoty lub znacząco podnosić cenę urządzenia. Należało zatem przebadać czy można w efektywny sposób zastąpić ją poprzez wykonanie implantacji protonami. Proces implantacji nie ma aż takiej selektywności jak oksydacja, a dodatkowo może uszkodzić obszar czynny jeśli implantacja będzie zbyt głęboka. Z drugiej strony, implantacji nie możemy wykonać od samej góry zwierciadeł DBR, gdyż musimy zapewnić przepływ prądu od górnych kontaktów w kierunku osi przyrządu. W związku z powyższym należało najpierw zbadać jak zależy prąd progowy lasera od przestrzennego rozmiaru implantacji (liczby implantowanych warstw zwierciadła DBR po stronie p) i ustalić pewne optymalne wartości dla tego procesu.

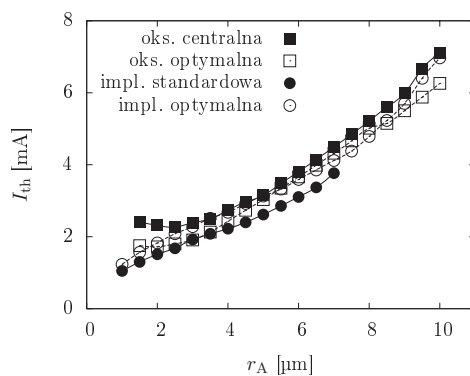
Na rysunku 8.32 przedstawione zostały wartości prądu progowego w zależności od numeru pierwszej implantowanej pary górnego DBR (obszar implantowany rozciąga się wtedy do pary dwudziestej) bądź w funkcji numeru ostatniej implantowanej pary (początek obszaru implantowanego stanowi wtedy trzecia para DBR). Jak można zauważyć, aby uzyskać niski prąd progowy obszar implantowany powinien zaczynać się jak najbliżej obszaru czynnego i mieć jak największą grubość. Oczywiście, aby umożliwić rozływ prądu w strukturze, warstwy górnego zwierciadła położone najbliżej kontaktu typu p nie powinny być implantowane. Wydaje się, że rozsądnym wyborem ze względu na ograniczenia technologiczne oraz minimalizację prądu progowego jest utworzenie obszaru implantowanego zaczynającego się w czwartej parze DBR (od strony rezonatora) i rozciągającego się przez 17 kolejnych par (a zatem trzy ostatnie pary DBR od strony kontaktu typu p nie byłyby implantowane). Tak dobrane rozmiary implantacji mogą pozwolić na obniżenie prądu progowego (w stosunku do najbardziej niekorzystnego pod tym względem przypadku) o około 1 mA.

Po ustaleniu optymalnych, w sensie parametrów progowych lasera i możliwości wykonania, rozmiarów oksydacji można było dokonać analizy porównawczej pracy różnych struktur laserowych. Pierwsza to oryginalna struktura z publikacji, druga to struktura ze zoptymalizowanym położeniem oksydacji, a trzecia to struktura,

w której oksydację zastąpiono implantacją. Ostatnią rozpatrywaną jest struktura z implantacją optymalną (uzasadnienie wyboru jej rozmiarów jest opisane w dalszej części pracy). Analiza polegała na porównaniu parametrów progowych wszystkich czterech struktur w zależności od apertur obszaru czynnego, których promień zmieniany był z krokiem  $0.5 \mu\text{m}$ .



**Rysunek 8.32:** Zależności prądu progowego od numeru pierwszej i ostatniej implantowanej pary dla lasera z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs.



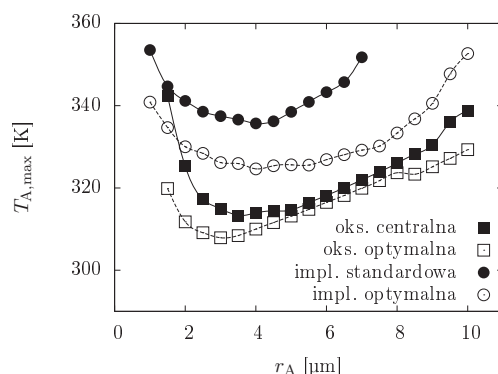
**Rysunek 8.33:** Zależność prądu progowego od promienia apertury dla poddanych selektywnej oksydacji lub posiadających obszar implantowany laserów z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs.

Najmniejsze prądy progowe można zaobserwować dla struktury z implantacją (rysunek 8.33). Dla struktury podstawowej z oksydacją centralną prądy progowe są większe o co najmniej  $0.5 \text{ mA}$  dla całego przedziału zbadanych promieni apertur

(najmniejsze różnice występują dla  $r_A$  z przedziału 3–5  $\mu\text{m}$ ). Zastosowanie, w miejsce oksydacji w środku, oksydacji optymalnej umożliwia obniżenie prądu progowego, przy czym daje to wyraźne efekty jedynie dla promieni apertur mniejszych od 5  $\mu\text{m}$ . W przypadku oksydacji optymalnej dla promieni apertur bliskich 3  $\mu\text{m}$  prądy progowe są niemal identyczne do tych otrzymanych dla struktur z obszarami implantowanymi.

Z rysunku 8.33 wynika, że struktura implantowana powinna posiadać najlepsze własności, gdyż posiada najmniejsze prądy progowe. Jednak po dokonaniu dalszej analizy okazuje się, że parametr ten odgrywa tylko drugoplanową rolę. O wiele ważniejsze jest utrzymanie małej rezystywności całego przyrządu, a co za tym idzie — zminimalizowanie rozpraszanej w jego wnętrzu mocy dostarczanej ze źródła zasilania.

Najszerze apertury, dla których możliwe było osiągnięcie progu akcji laserowej, dotyczą struktur z oksydacją bądź implantacją optymalną. Dla każdej ze struktur można zauważyć, że wraz ze zwiększaniem promienia apertury maksymalna temperatura w obszarze czynnym początkowo maleje (rysunek 8.34). Dla  $r_A$  wynoszącego



**Rysunek 8.34:** Zależność maksymalnej temperatury panującej w obszarze czynnym od promienia apertury dla laserów z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ .

około 3  $\mu\text{m}$  (dla każdej ze struktur) występuje minimalna wartość temperatury, po czym, wraz z dalszym zwiększaniem rozmiarów apertury, następuje jej dalszy wzrost. W strukturach implantowanych mamy do czynienia z dużo większymi wartościami temperatur w obszarze czynnym niż w strukturach oksydowanych, mimo niższych prądów progowych.

Dużo większy przyrost temperatury we wnętrzu lasera z implantacją spowodowany jest znacznym wzrostem jego oporności elektrycznej. Wzrost ten wynika z tego, że prąd w takiej strukturze płynie nie przez niemal całą jej objętość (jak ma to miejsce w laserze z oksydacją, nie licząc cienkiej warstwy oksydacyjnej), a dość wąskimi

kanałami (najpierw od kontaktu do osi, a potem od góry lasera do obszaru czynnego). Omówiony obraz ścieżek prądowych oddaje w jakimś sensie rysunek 8.29.

Zauważmy, że we wszystkich analizowanych strukturach wartość prądu progowego powinna być mniej więcej ta sama, gdyż o zadziałaniu lasera nie decyduje prąd, lecz jego gęstość. Gęstość prądu zależy z kolei od powierzchni przez jaką prąd przepływa przecinając obszar czynny, a ta we wszystkich czterech przypadkach jest mniej więcej taka sama. Trochę większa jest w przypadku laserów z implantacją, gdyż odległość od apertury elektrycznej do obszaru czynnego jest w tym przypadku trochę większa. Pociągnąć to powinno za sobą niewielki wzrost prądu progowego w przypadku takich laserów. Dodatkowego niewielkiego wzrostu prądu progowego można spodziewać się z powodu większego wzrostu temperatury w laserze, a co za tym idzie — wzrostu absorpcji (strat). Wynika stąd, że wzrost prądu nie powinien być duży. Znaczne zwiększenie jednak rezystancji urządzenia (przy zachowaniu wartości prądu) musi zaowocować znacznym podniesieniem napięcia zasilania. Prowadzi to ostatecznie do dostarczenia do przyrządu dużo większej mocy, która musi rozproszyć się w jego wnętrzu. Ostatecznym efektem jest znaczny wzrost temperatury w jego wnętrzu. Szczegółowe dane zawarte są w tabeli 8.8. Szczególnie wyraźny efekt mamy przy małych aperturach.

Zaobserwowanie powyżej opisanego efektu doprowadziło do tego, że należy jeszcze raz przyjrzeć się zagadnieniu optymalizacji wykonania implantacji w strukturze lasera VCSEL. Z przeprowadzonych rozważań wynika, że optymalizacji takiej nie należy przeprowadzać tylko i wyłącznie pod kątem zapewnienia minimalnego prądu progowego, ale też pod kątem mocy jaka musi być dostarczona do lasera, żeby ten mógł zadziałać.

Tabele 8.9 i 8.10 oraz rysunki 8.35 i 8.36 pokazują jak zmieniają się prąd progowy oraz moc dostarczona do lasera żeby ten mógł zadziałać. Szczególnie interesująca i zauważalna jest rozbieżność między mocą i prądem progowym w przypadku przesuwania górnego krańcowego położenia implantacji (rysunek 8.36). Mamy tu dwa przeciwstawne procesy, których geneza została wyjaśniona wcześniej.

Na podstawie przedstawionych wyników wydaje się, że obszar implantowany o optymalnym rozmiarze powinien zajmować miejsce mniej więcej między 3 a 12 parą zwierciadeł DBR typu p.

Zgodnie z oczekiwaniami najniższe wartości wzmocnienia progowego występują dla struktur z optymalną oksydacją (rysunek 8.37). Nieco większe wartości wzmocnienia progowego występują dla struktur z oksydacją centralną. Największe wartości wzmocnienia progowego można zaobserwować dla struktur z obszarami implantowanymi (poza bardzo małymi i bardzo dużymi aperturami).

Dla apertur o małym promieniu każdy z laserów świeci na modzie podstawowym (rysunek 8.38), co jest wynikiem oczekiwanym z uwagi na postać radialnych rozkładów wzmocnienia.

**Tablica 8.8:** Parametry progowe czterech różnych konstrukcji laserów z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs dla wybranych promieni apertur obszaru czynnego. Temperatura otoczenia wynosiła 293 K.

$r_A$ [ $\mu\text{m}$ ]	$I_{\text{th}}$ [mA]	$U_{\text{th}}$ [V]	$T_{A,\text{max}}$ [K]	$T_{\text{max}}$ [K]	$n_{\text{th,max}}$ [ $10^{18}/\text{cm}^3$ ]	$g_{\text{th,max}}$ [1/cm]	$\lambda$ [nm]	mod
warstwa oksydowana w położeniu centralnym (oksydacja centralna)								
1.5	2.41	6.4	342.4	343.0	2.11	1501	1287.40	LP <sub>01</sub>
3.5	2.50	3.2	313.3	313.3	0.99	548	1286.38	LP <sub>01</sub>
7.0	4.49	2.9	321.9	322.0	0.72	514	1287.62	LP <sub>01</sub>
warstwa oksydowana w położeniu optymalnym (oksydacja optymalna)								
1.5	1.75	4.8	319.9	320.0	1.78	1002	1285.04	LP <sub>01</sub>
3.5	2.13	2.8	308.4	308.4	0.90	465	1285.81	LP <sub>01</sub>
7.0	4.32	2.8	319.9	320.0	0.71	487	1287.02	LP <sub>11</sub>
obszar implantowany w sposób standardowy (implantacja standardowa)								
1.5	1.37	14.3	344.7	362.3	1.31	1172	1288.99	LP <sub>01</sub>
3.5	2.08	9.1	336.6	341.6	0.91	792	1288.66	LP <sub>01</sub>
7.0	3.77	7.3	351.8	354.0	0.60	504	1290.26	LP <sub>01</sub>
obszar implantowany w sposób optymalny (implantacja optymalna)								
1.5	1.57	9.0	334.7	343.4	1.57	1131	1287.99	LP <sub>01</sub>
3.0	2.51	5.3	325.9	327.0	1.05	741	1287.70	LP <sub>01</sub>
7.0	4.12	4.0	329.2	329.7	0.65	501	1288.25	LP <sub>01</sub>

**Tablica 8.9:** Parametry progowe dla laserów z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs o różnych początkach obszaru implantowanego w zwierciadle p-DBR. Średnica apertury wynosiła 7  $\mu\text{m}$ , a temperatura otoczenia to 293 K.

$i_{\text{first}}$	$I_{\text{th}}$ [mA]	$U_{\text{th}}$ [V]	$T_{A,\text{max}}$ [K]	$T_{\text{max}}$ [K]	$n_{\text{th,max}}$ [ $10^{18}/\text{cm}^3$ ]	$g_{\text{th,max}}$ [1/cm]	$\lambda$ [nm]	mod
1	1.94	8.7	332.2	335.9	0.97	802	1288.24	LP <sub>01</sub>
2	1.98	8.8	333.3	337.3	0.95	796	1288.36	LP <sub>01</sub>
3	2.01	8.9	334.4	338.8	0.93	799	1288.46	LP <sub>01</sub>
4	2.08	9.1	336.6	341.5	0.91	793	1288.66	LP <sub>01</sub>
5	2.12	9.2	337.8	343.2	0.88	794	1288.78	LP <sub>01</sub>
6	2.19	9.4	340.2	346.1	0.87	789	1289.00	LP <sub>01</sub>
7	2.23	9.5	341.5	347.9	0.84	790	1289.12	LP <sub>01</sub>

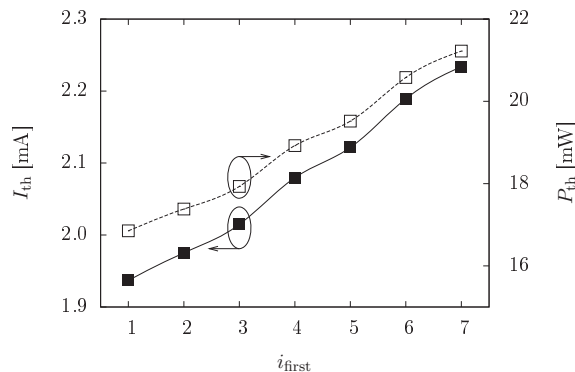
**Tablica 8.10:** Parametry progowe dla laserów z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs o różnych położeniach końca obszaru implantowanego w zwierciadle p-DBR. Średnica apertury wynosiła 7  $\mu\text{m}$ , a temperatura otoczenia to 293 K.

$i_{\text{last}}$	$I_{\text{th}}$ [mA]	$U_{\text{th}}$ [V]	$T_{A,\text{max}}$ [K]	$T_{\text{max}}$ [K]	$n_{\text{th,max}}$ [ $10^{18}/\text{cm}^3$ ]	$g_{\text{th,max}}$ [1/cm]	$\lambda$ [nm]	mod
3	2.91	4.0	322.2	322.3	1.05	687	1287.41	LP <sub>01</sub>
6	2.77	4.4	323.6	323.9	1.07	713	1287.51	LP <sub>01</sub>
9	2.63	4.8	324.6	325.2	1.07	731	1287.59	LP <sub>01</sub>
12	2.51	5.3	325.9	327.0	1.05	741	1287.70	LP <sub>01</sub>
15	2.38	6.0	327.7	330.0	1.02	756	1287.86	LP <sub>01</sub>
18	2.20	7.2	330.6	333.7	0.98	774	1288.12	LP <sub>01</sub>
21	1.88	10.0	339.2	344.8	0.89	812	1288.89	LP <sub>01</sub>

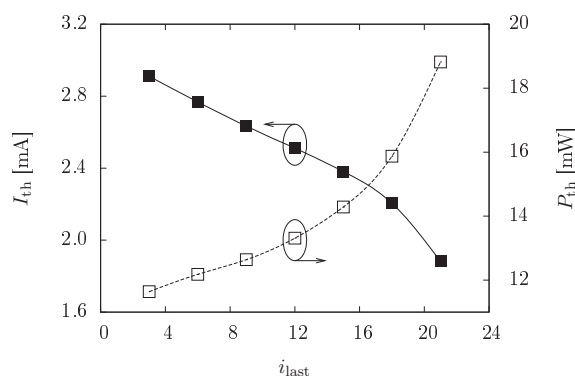
Dla apertur o dużym promieniu (rysunek 8.39) jedynie w przypadku struktury z oksydacją optymalną laser pracował na modzie wyższego rzędu LP<sub>11</sub>. Pozostałe struktury pracowały na modzie podstawowym LP<sub>01</sub>, przy czym radialne rozkłady wzmocnienia progowego dla obu oksydowanych struktur są do siebie bardzo podobne. Wyraźnie różnią się od nich radialne rozkłady wzmocnienia dla laserów implantowanych (maksymalna wartość wzmocnienia jest przesunięta w stronę osi symetrii lasera w stosunku do rozkładów wzmocnienia dla struktur oksydowanych).

Jak można zauważyć na rysunku 8.40, każdy z laserów z warstwą oksydowaną jest w temperaturze pokojowej laserem odstrojonym (pik wzmocnienia przypada na mniejszą długość fali niż pik rezonatora). Wraz ze zwiększaniem temperatury otoczenia oba piki zbliżają się do siebie. W przypadku, gdy piki pokrywają się, dla każdej z oksydowanych struktur występuje minimalna wartość prądu progowego. Dla jeszcze wyższych temperatur otoczenia, pik wzmocnienia jest przesunięty w stronę fal dłuższych względem pików rezonatora. Gdy rozsuniecie pików jest zbyt duże, ustaje akcja laserowa. Z uwagi na to, że w strukturach z obszarami implantowanymi panują wyższe temperatury niż w strukturach wyposażonych w warstwy poddane oksydacji (patrz rysunek 8.41), lasery z obszarami implantowanymi przestają działać już w stosunkowo niewysokich temperaturach (już w temperaturze pokojowej pik wzmocnienia jest przesunięty w stronę fal dłuższych względem pików rezonatora). Przemawia to na korzyść stosowania warstw oksydowanych, pomimo tego, że prądy progowe w strukturach z takimi warstwami bywają czasem wyższe niż w strukturach z obszarami implantowanymi.

Na rysunku 8.42 ukazane zostały radialne rozkłady gęstości prądu progowego.

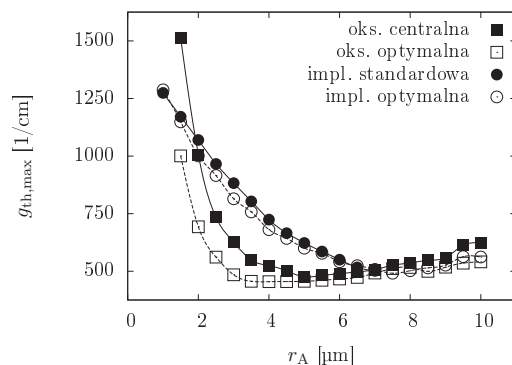


**Rysunek 8.35:** Zależności prądu progowego oraz mocy progowej od numeru pierwszej implantowanej pary w górnym zwierciadle lasera z obszarem czynnym  $In(Ga)As/GaAs$ . Średnica apertury wynosiła  $7 \mu m$ .

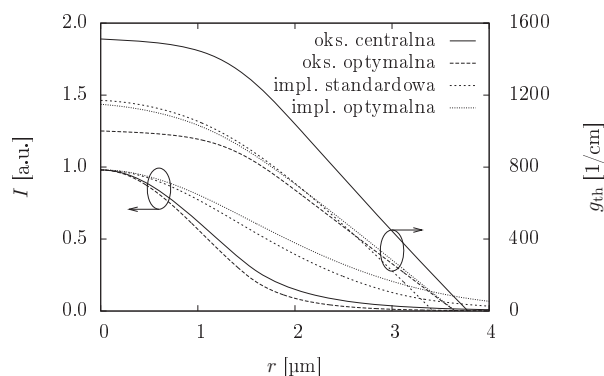


**Rysunek 8.36:** Zależności prądu progowego oraz mocy progowej od numeru ostatniej implantowanej pary w górnym zwierciadle lasera z obszarem czynnym  $In(Ga)As/GaAs$ . Średnica apertury wynosiła  $7 \mu m$ .

Wyraźnie widać różnicę w wynikach dla struktur z warstwami oksydowanymi i obszarami poddanymi implantacji. W przypadku struktur implantowanych gęstość prądu progowego jest największa w samym środku obszaru czynnego. Dla struktur oksydowanych maksimum rozkładu jest przesunięte w stronę położenia wyznaczającego promień apertury. Jak można zauważyć, wzbudzeniu się modu podstawowego będzie bardziej sprzyjała implantacja. Nie mniej jednak, dla danego promienia apertury  $r_A$ , również i w przypadku stosowania oksydacji, w laserze wzbudzał się mod podstawowy.



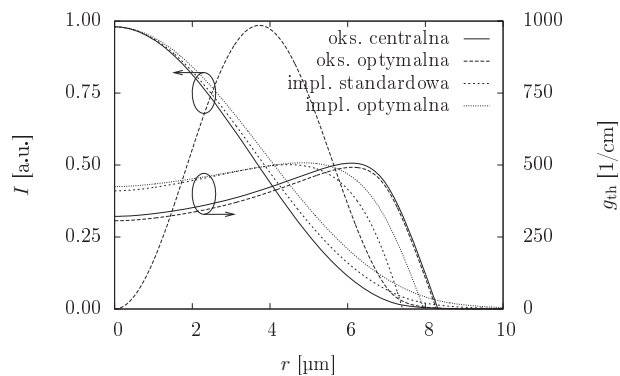
**Rysunek 8.37:** Zależność maksymalnego wzmocnienia progowego w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs od promienia apertury dla modelowanych laserów. W przypadku, gdy warstwa oksydowana znajdowała się w położeniu optymalnym laser pracował na modach: LP<sub>01</sub> ( $r_A = 1.5\text{--}6.0\ \mu\text{m}$ ), LP<sub>11</sub> ( $r_A = 6.5\text{--}7.0\ \mu\text{m}$ ), LP<sub>21</sub> ( $r_A = 7.5\text{--}8.0\ \mu\text{m}$ ), LP<sub>31</sub> ( $r_A = 8.5\ \mu\text{m}$ ), LP<sub>41</sub> ( $r_A = 9.0\text{--}9.5\ \mu\text{m}$ ), LP<sub>51</sub> ( $r_A = 10.0\ \mu\text{m}$ ). Dla struktur z warstwą oksydowaną w położeniu centralnym laser pracował na modach: LP<sub>01</sub> ( $r_A = 1.5\text{--}7.0\ \mu\text{m}$ ) oraz LP<sub>11</sub> ( $r_A = 7.5\text{--}10.0\ \mu\text{m}$ ). Dla struktur z obszarami implantowanymi mod podstawowy występował dla całego zakresu promieni apertur.



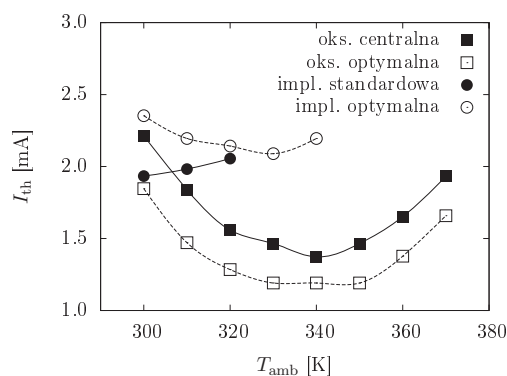
**Rysunek 8.38:** Radialne rozkłady modu promieniowania oraz wzmocnienia progowego dla laserów z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs. Średnica apertury wynosiła  $3\ \mu\text{m}$ .

Alternatywą dla warstwy oksydowanej stanowiącej ograniczenie optyczne dla rozchodzącego się promieniowania jest kryształ foniczny (PC — ang. *Photonic Crystal*). Jest to struktura o periodycznie rozłożonym współczynniku załamania, w której występuje foniczna przerwa energetyczna. Chociaż technologia wytwarzania



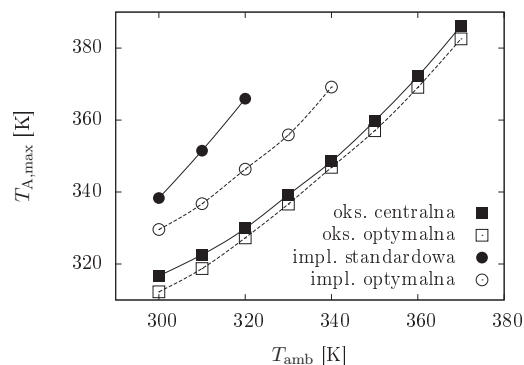


**Rysunek 8.39:** Radialne rozkłady modu promieniowania oraz wzmocnienia progowego dla laserów z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ . Średnica apertury wynosiła  $14 \mu\text{m}$ .

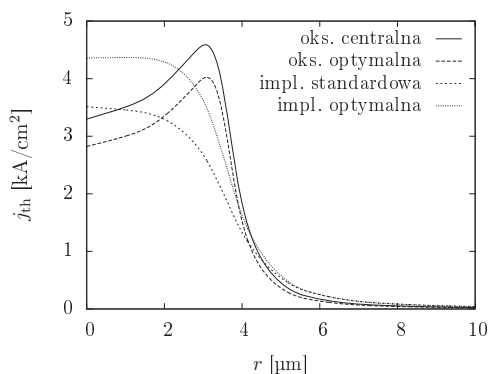


**Rysunek 8.40:** Prąd progowy w zależności od temperatury otoczenia dla laserów z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$ . Średnica apertury wynosiła  $7 \mu\text{m}$ . Obliczone wartości parametru  $T_0$  dla oksydacji centralnej to  $-57 \text{ K}$  ( $T_{amb} = 300\text{--}320 \text{ K}$ ) i  $72 \text{ K}$  ( $T_{amb} = 350\text{--}370 \text{ K}$ ). Dla oksydacji optymalnej parametr  $T_0$  wyniósł  $-54 \text{ K}$  ( $T_{amb} = 300\text{--}320 \text{ K}$ ) i  $60 \text{ K}$  ( $T_{amb} = 350\text{--}370 \text{ K}$ ).

tych struktur znajduje się nadal w fazie rozwoju, to, z powodu interesujących właściwości, kryształy fotoniczne są obecnie bardzo aktywnie badaną grupą materiałów. Struktury te można z powodzeniem stosować w laserach typu VCSEL, do czego skutecznie przekonują wyniki otrzymane w ciągu ostatnich kilku lat [379–385].



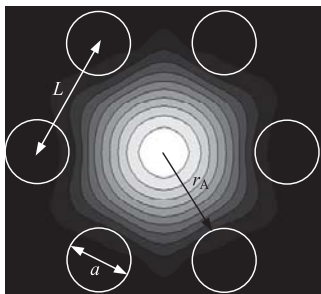
**Rysunek 8.41:** Maksymalna temperatura w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs w zależności od temperatury otoczenia dla modelowanego lasera z aperturą o średnicy  $7 \mu\text{m}$ .



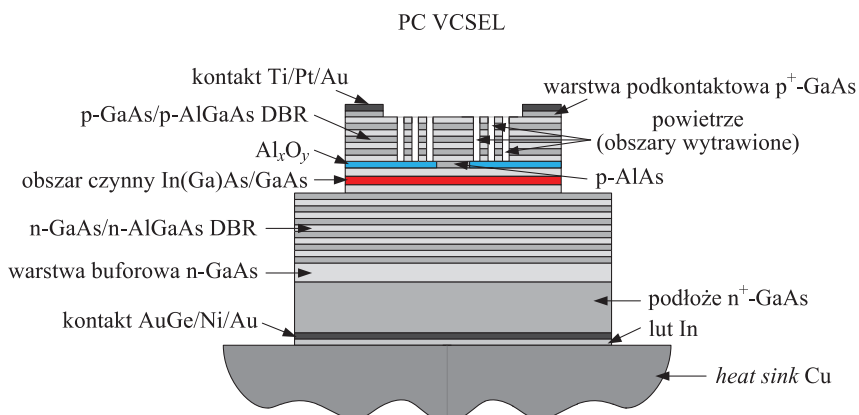
**Rysunek 8.42:** Radialne rozkłady gęstości prądu progowego w obszarze czynnym In(Ga)As/GaAs dla modelowanego lasera z aperturą o średnicy  $7 \mu\text{m}$ .

Jednym z ciekawszych zagadnień związanych z wykorzystaniem kryształów fonicznych w laserach typu VCSEL jest wpływ głębokości wytrawionych otworów na charakterystyki tych przyrządów. W symulacji komputerowej przyjęto, że ograniczenie optyczne powstaje na skutek wprowadzenia trzech pierścieni heksagonalnie rozmieszczonych otworów z pojedynczym defektem w centrum. Kryształ foniczny opisany jest poprzez następujące parametry (rysunek 8.43):  $L$  — odległość pomiędzy środkami otworów,  $a$  — średnica otworu,  $2r_A$  — apertura optyczna. Głębokość wytrawienia ( $d_E$ ) to odległość między górną powierzchnią górnego zwierciadła a dolną

powierzchnią wytrawionych otworów. Dla modelowanej struktury (rysunek 8.44) stosowano następujące wartości:  $r_A = 4 \mu\text{m}$ ,  $a/L = 0.5$ .

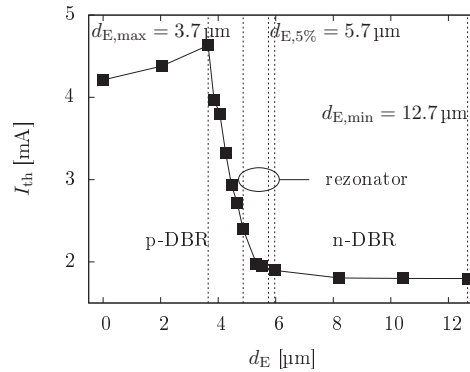


**Rysunek 8.43:** Typowy rozkład modu promieniowania w obszarze czynnym lasera typu VCSEL oraz pierwszy pierścień kryształu fonicznego.  $L$  — odległość pomiędzy środkami otworów,  $a$  — średnica otworu,  $2r_A$  — apertura optyczna.



**Rysunek 8.44:** Przekrój przez modelowany laser typu PC VCSEL z obszarem czynnym  $In(Ga)As/GaAs$ . Kryształ foniczny jest przedstawiony w postaci wypełnionych powietrzem kolumn wytrawionych w górnym zwierciadle.

Otrzymana w wyniku symulacji komputerowej zależność prądu progowego dla modu podstawowego  $LP_{01}$  od głębokości trawienia ukazana została na rysunku 8.45. Jak można zauważyć, wzrost głębokości trawienia od 0 do wartości  $d_{E, \max}$  wynoszącej około  $3.7 \mu\text{m}$  powoduje wzrost prądu progowego. Przyczyną tego zjawiska jest to, że otwory o małej głębokości powodują ucieczkę promieniowania, co powoduje wzrost strat optycznych z nim związanych. Dopiero wtedy, gdy głębokość trawienia będzie na tyle duża, że powstałe otwory zaczną oddziaływać z modem promieniowania, prąd progowy zacznie maleć. Prezentowane wyniki pokazują, że w przypadku, gdy trawienie dociera do dolnego zwierciadła, prąd progowy ma wartość bardzo bliską wartości



**Rysunek 8.45:** Prąd progowy wyznaczony dla modu podstawowego  $LP_{01}$  w zależności od głębokości trawienia dla lasera typu PC VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs.

minimalnej otrzymanej w sytuacji, gdy kryształ foniczny obejmuje całą strukturę (oba zwierciadła oraz rezonator). Z uwagi na to, że wytrawienie otworów w dolnym zwierciadle skutkuje jedynie niewielkim obniżeniem prądu progowego, proces trawienia można zakończyć w okolicy styku rezonatora i dolnego zwierciadła. W badanej strukturze za optymalną głębokość trawienia przyjęto  $d_{E,5\%} = 5.7 \mu\text{m}$ . Odpowiada ona takiemu położeniu, w którym prąd progowy jest tylko o 5% większy od wartości minimalnej odpowiadającej  $d_{E,\text{min}} = 12.7 \mu\text{m}$ . Chociaż prezentowane tu wyniki zostały otrzymane dla konkretnej struktury, podobny wpływ głębokości trawienia na prąd progowy obserwuje się także dla innych laserów typu VCSEL z kryształem fonicznym [386].

## 8.5 Wnioski

W niniejszym rozdziale przedstawiony został model arsenkowego lasera typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych emitujących promieniowanie o długości fali  $1.3 \mu\text{m}$ . Struktura wyjściowa poddana została szeregowi modyfikacji. Oprócz niewielkich zmian, jak choćby zwiększenie lub zmniejszenie rozmiaru apertury, pojawiły się takie rozwiązania konstrukcyjne jak obszar implantowany protonami czy też kryształ foniczny.

Obecność warstw z kropkami kwantowymi połączonych w grupy sprawia, że modelowany laser oferuje bardzo obiecujące charakterystyki z punktu widzenia zastosowań w systemach telekomunikacyjnych drugiej generacji. Aby otrzymywane rezultaty były dużo lepsze niż dla struktur, w których jest tylko jedna warstwa (lub

grupa) kropek kwantowych musi być jednak spełniony szereg czynników. Powszechnie uważa się, że jednym z najważniejszych jest to, aby kropki kwantowe cechowały się wysoką jednorodnością, a ich powierzchniowa gęstość była bardzo duża. Przeprowadzone obliczenia pokazały, że należy zachować pewną ostrożność kierując się tymi wytycznymi, gdyż znaczącą rolę odgrywa również to czy laser jest dostrojony czy odstrojony. W drugim przypadku, gdy odstrojenie jest dość duże, wzrost jednorodności kropek kwantowych powyżej pewnej wartości granicznej tylko pogarsza sytuację, prowadząc do wzrostu prądu progowego. Dla laserów dostrojonego i odstrojonego wyznaczone zostały maksymalne temperatury otoczenia, w których możliwe było otrzymanie progu akcji laserowej. Temperatury te wyniosły odpowiednio 310 K i 350 K. Spośród modelowanych w niniejszej pracy struktur jedynie przyrząd z obszarem czynnym  $\text{AlGaInAs}/\text{InP}$  miał pod tym względem lepsze wyniki (390 K) niż laser odstrojony. Na skutek dalszej optymalizacji struktury arsenkowego lasera z obszarem czynnym  $\text{In}(\text{Ga})\text{As}/\text{GaAs}$  możliwe było przesunięcie tego limitu o kolejne 20 K, przy jednoczesnym zachowaniu stosunkowo niewielkiej wartości prądu progowego. Wartość parametru  $T_0$  dla lasera odstrojonego (przed jego optymalizacją) w przedziale temperatur 330–350 K wyniosła 65 K, a więc niemal tyle samo jak dla przyrządu z obszarem czynnym  $\text{AlGaInAs}/\text{InP}$ . Po optymalizacji, wartości tego parametru równe 72 K oraz 60 K (odpowiednio dla centralnej i optymalnej oksydacji) uzyskano dla przedziału temperatur 350–370 K. Stabilność pracy takich laserów jest zatem bardzo duża i mimo iż nie osiągają one progu akcji laserowej powyżej 370 K, to dla niewiele niższych temperatur otoczenia, oferują one równie korzystne charakterystyki eksploatacyjne co najlepszy (z modelowanych w niniejszej pracy) laser fosforkowy.

Projektując strukturę pod kątem mocy emitowanego promieniowania, należy zadbać o to, by rozkład gęstości prądu trafiającego do obszaru czynnego był jednorodny oraz by generowane ciepło miało możliwość szybkiego opuszczenia wnętrza przyrządu. Z uwagi na położenie i kształt górnego kontaktu, wraz ze wzrostem promienia apertury obszary górnego zwierciadła, przez które płynie prąd o największej gęstości, są położone coraz dalej od osi symetrii struktury, przez co rośnie niejednorodność rozkładów wstrzykiwanych nośników. To zjawisko oraz wydzielanie się ciepła Joule'a (proporcjonalnego do kwadratu gęstości prądu) mają negatywny wpływ na osiągnięte wzmocnienie, którego profil w obszarze czynnym staje się coraz mniej jednorodny. Sprzyja to przejściu z pracy jednomodowej na niepożądaną, z punktu zastosowań telekomunikacyjnych, pracę wielomodową.

Wprowadzanie ograniczenia w postaci apertury tlenkowej (pełniące funkcję ograniczenia elektrycznego) w badanej strukturze jest stosunkowo wygodne, a jeżeli zadba się dodatkowo o to, by na warstwę utlenianą przypadła strzałka fali stojącej powstałej w rezonatorze (warstwa będzie wtedy pełniła funkcję także ograniczenia optycznego), to możliwe jest otrzymanie niskich wartości prądu progowego. Niestety,

rozwiązanie to sprawdza się najlepiej tylko dla apertur o małych średnicach, dla których moc emitowanego promieniowania jest niewielka. Większą moc można otrzymać dla apertur o dużych rozmiarach, ale to prowadzi do wzbudzenia się modów wyższego rzędu. Z pomocą przychodzi możliwość wytworzenia w strukturze obszaru implantowanego protonami (technologia ta jest jeszcze prostsza od oksydowania warstw o dużej zawartości aluminium, a do tego stosunkowo tania). Rozwiązanie to zwiększa szanse na to, że generowany mod promieniowania będzie modem podstawowym. Interesujące jest również to, że laser odstrojony z obszarem implantowanym protonami ma niskie wartości prądu progowego, mimo iż taka struktura wykazuje słabe właściwości termiczne (wynikają one z wysokiej rezystywności elektrycznej w obszarze implantowanym).

Niższy prąd progowy można także otrzymać dla struktury z kryształem fotonicznym. Trzeba jednak pamiętać o tym by wytrawione otwory miały odpowiednią głębokość, gdyż zbyt płytkie doprowadzą do efektu przeciwnego niż oczekiwany — spora część promieniowania będzie przez nie uciekała, a wzrost strat optycznych wiąże się ze wzrostem prądu progowego. Zadbanie o to by kryształ fotoniczny znajdował się także w rejonie rezonatora badanej struktury poskutkowało około dwukrotnym zmniejszeniem prądu progowego. Jak pokazały obliczenia, nie ma potrzeby, aby trawienie obejmowało obszar dolnego zwierciadła, gdyż zabieg ten ma znikomy wpływ na dalszą redukcję prądu progowego.

Otrzymywane w ostatnich latach charakterystyki dla laserów z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs w postaci kropek kwantowych są obecnie dużo lepsze niż około dziesięć lat temu, gdy warstw z kropekami kwantowymi w laserze było zaledwie kilka i stanowiły jedną grupę. Obecna technologia pozwala nie tylko na precyzyjne rozmieszczenie nawet pięciu grup z warstwami kropek kwantowych w rejonie rezonatora, ale także jest w stanie zapewnić bardzo dobre parametry kropek kwantowych (jednorodność, gęstość powierzchniowa). Różne typy stosowanych struktur i rozmaite zabiegi konstrukcyjne doprowadziły do obniżenia prądu progowego, powiększenia zakresu temperatury otoczenia, w której obserwowana jest praca lasera oraz wzrostu mocy emitowanego promieniowania. Dodając do tego stosunkowo prostą technologię wytwarzania takich struktur, można spodziewać się, że arsenkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs w postaci kropek kwantowych stanie się wkrótce przyrzędem dostępnym na rynku komercyjnym.



## Rozdział 9

# Podsumowanie

Półprzewodnikowe lasery złączone typu VCSEL z uwagi na ich parametry eksploatacyjne oraz względy ekonomiczne są obecnie niewątpliwie najlepszym źródłem promieniowania mającego zastosowanie w systemach telekomunikacji optycznej bazującej na światłowodach wykonanych ze szkła kwarcowego. Dla fali o długości równej  $1.3\ \mu\text{m}$  materiał ten wykazuje stosunkowo niską tłumienność oraz zerową dyspersję, a zakres długości fal obejmujący wspomniane własności nazywany jest drugim oknem światłowodowej telekomunikacji optycznej. Mimo licznych zalet lasery VCSEL do dnia dzisiejszego nie podporządkowały sobie nawet niewielkiej części rynku komercyjnego związanego z promieniowaniem o długości fali równej  $1.3\ \mu\text{m}$ , nie mówiąc już o wyparciu z niego dotychczas stosowanych struktur laserowych, takich jak chociażby bardzo drogie lasery DFB bazujące na posiadającym szereg wad systemie materiałowym InGaAsP/InP. Na przeszkodzie stanęły głównie trudności technologiczne oraz fizyczne własności wspomnianych materiałów, z drugiej strony dobrze poznanych, a przez to tradycyjnie stosowanych od lat w tych systemach. Obecność takiego stanu rzeczy stanowiła punkt wyjścia do podjęcia przedstawionych w niniejszej pracy badań, które poświęcone zostały analizie porównawczej charakterystyk oferowanych przez lasery typu VCSEL o różnych rozwiązaniach zarówno konstrukcyjnych, jak i materiałowych. Wspomniane badania wykonane zostały na drodze symulacji komputerowej bazującej na samouzgodnionym termiczno-elektryczno-optyczno-wzmocnieniowym modelu napisanym specjalnie do badania własności fizycznych laserów typu VCSEL.

W pierwszej kolejności uwaga skupiona została na laserze o strukturze typu *etched well* z obszarem czynnym w postaci studni kwantowych InGaAsP/InGaAsP emitującym promieniowanie o długości fali  $1.3\ \mu\text{m}$ . Publikacje prezentujące takie lasery pojawiły się już w połowie lat 90. ubiegłego wieku, jednak od tamtej pory nie ukazały się prace, w których przedstawiane lasery tego typu pozwalałyby na otrzymanie wyraźnie lepszych charakterystyk. Fakt ten wyjaśnia przeprowadzona w pracy analiza numeryczna fizyki działania takich przyrządów. Stanowiła ona dobry



punkt wyjścia do analizy następnych konstrukcji i jednocześnie wyraźnie pokazała, że osiągnięcie zadowalających parametrów pracy, takich jak chociażby emisja promieniowania w temperaturze pokojowej, w przypadku struktury z obszarem czynnym InGaAsP/InGaAsP, jest niemożliwe bez skomplikowanych rozwiązań konstrukcyjno-materiałowych. Z punktu widzenia produkcji masowej najlepszym podejściem jest wyhodowanie całej struktury na jednym podłożu. Dla opisywanego tu lasera oznacza to jednak obecność InGaAsP w obu zwierciadłach. Materiał ten ma nie tylko bardzo małą przewodność cieplną, przez co pojawiają się wyraźne problemy z odprowadzeniem ciepła generowanego w obszarze czynnym, ale w warstwach w połączeniu z InP daje także bardzo małą różnicę współczynników załamania zwierciadeł DBR. Prowadzi to do redukcji ich współczynnika odbicia, a co za tym idzie — do znacznych trudności z uzyskaniem odpowiedniego wzmocnienia modowego w laserze. Użycie zwierciadeł dielektrycznych tylko częściowo rozwiązuje ten problem, wprowadzając przy tym dodatkowe komplikacje jak np. bardzo słaba przewodność cieplna oraz brak przewodzenia prądu. Dodatkowo mamy też inne wady materiału InGaAsP w postaci znacznej rekombinacji niepromienistej Auger, absorpcji wewnątrzprasmowej w paśmie walencyjnym oraz zbyt płytkich studni kwantowych w paśmie przewodnictwa co sprawia, że w poszukiwaniu kandydatów na emitery promieniowania o długości fali  $1.3\ \mu\text{m}$  należy zwrócić się ku strukturom oferującym inne rozwiązania materiałowe niż system InGaAsP/InP.

Wyraźną poprawę parametrów pracy lasera typu VCSEL emitującego promieniowanie o długości fali  $1.3\ \mu\text{m}$  wyposażonego w rezonator zbudowany na bazie fosforków można uzyskać poprzez zastąpienie InGaAsP tworzącego studnie kwantowe materiałem InAsP. Ta pozornie niewielka modyfikacja składu materiału tworzącego obszar czynny umożliwiła osiągnięcie progu akcji laserowej dla temperatur otoczenia wyższych o około 40 K. Rezultat ten należy przypisać dużo większej głębokości studni kwantowych w paśmie przewodnictwa niż miało to miejsce w przypadku obszaru czynnego InGaAsP/InGaAsP. Należy jednak zaznaczyć, że z uwagi na brak w tej strukturze wbudowanego ograniczenia optycznego dla generowanego modu promieniowania, zanim zostanie osiągnięty próg akcji laserowej musi najpierw zaistnieć korzystny rozkład temperatury w przyrządzie. Wiąże się to z odpowiednio dużą różnicą pomiędzy temperaturą panującą w obszarze czynnym, a rejonami z nim sąsiadującymi. Efektywne odprowadzanie nadmiarowej ilości ciepła ze struktury możliwe jest poprzez wykonanie dolnego zwierciadła z materiałów arsenkowych o dużej przewodności cieplnej. Wadą takiego rozwiązania jest konieczność hodowania dwóch fragmentów struktury na osobnych podłożach (rezonatora na InP oraz dolnego zwierciadła na GaAs), a następnie łączenia ich techniką *wafel fusion*. Takie zabiegi technologiczne niosą ze sobą dodatkowe koszty, które mogą zamknąć drogę wiodącą ku komercjalizacji przyrządu. Okazuje się zatem, że obecnie lasery z obszarem czynnym In(Ga)AsP/InGaAsP mają zbyt wiele wad, by mogły skutecznie ubiegać się o miano najlepszego

kandydata do roli ogólnodostępnego źródła światła o długości fali w zakresie drugiego okna optycznego.

Innym rozwiązaniem, dostosowanym do emisji promieniowania o długości fali 1.3  $\mu\text{m}$ , intensywnie badanym w ciągu ostatniej dekady, są lasery z obszarami czynnymi AlGaInAs/AlGaInAs. Istnieją trzy główne podejścia towarzyszące wytwarzaniu takich struktur. Jedno polega na niezależnej hodowli dolnego zwierciadła arsenkowego oraz fosforkowego rezonatora a następnie ich łączeniu, natomiast dwa pozostałe wiążą się z powstawaniem całej struktury w wyniku jednego procesu wzrostu. W obu powyższych przypadkach stosowanym podłożem jest InP, przy czym, tak jak już powiedziano, dolne zwierciadło może składać się z par GaAs/AlAs (jego wzrost jest wtedy metamorficzny) bądź AlGaInAs/InP (materiały dopasowane sieciowo do podłoża). Z technologicznego punktu widzenia ostatnie podejście wydaje się najlepszym rozwiązaniem i to zdecydowało o wyborze struktury ze studniami kwantowymi AlGaInAs/AlGaInAs do modelowania. Mimo iż przyrząd ten, pod względem budowy, jest podobny do lasera z obszarem czynnym InAsP/InGaAsP, to zastosowanie AlGaInAs do wytworzenia studni kwantowych i barier umożliwiło osiągnięcie progu akcji laserowej nawet w tak wysokiej temperaturze otoczenia jak 390 K. Warto dodać, że wartości prądu progowego nawet dla wysokich temperatur otoczenia pozostały na niskim poziomie. Struktura ta nie jest jednak pozbawiona wad, wśród których największą jest niewielka różnica współczynników załamania pomiędzy warstwami wykonanymi z AlGaInAs i InP, które tworzą dolne zwierciadło, co przekłada się na potrzebę hodowli dużej liczby takich par. Dodatkowo, z uwagi na brak możliwości wprowadzenia ograniczenia elektrycznego bądź optycznego w postaci apertury powstałej na skutek selektywnej oksydacji, zachodzi konieczność wytworzenia w tym celu precyzyjnie położonego złącza tunelowego. Bardzo dobre charakterystyki osiągnięte przez laser z obszarem czynnym AlGaInAs/AlGaInAs stawiają go niewątpliwie w czołówce jeśli chodzi o emitery promieniowania dostosowanego do światłowodowej telekomunikacji optycznej. Nie powinno to jednak ograniczać poszukiwań alternatywnych rozwiązań w postaci struktur, których wzrostowi towarzyszyłby jeszcze prostszy proces technologiczny.

Przykładem takiego przyrządu jest arsenkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym w postaci kropek kwantowych In(Ga)As. Strukturę taką hoduje się na podłożu wykonanym z GaAs. Niewielka różnica stałych sieciowych GaAs i AlGaAs (o dowolnej zawartości aluminium) sprawia, że wymienione materiały półprzewodnikowe można wykorzystać do budowy dolnego i górnego zwierciadła. Różnica współczynników załamania dla takich warstw jest dużo większa niż w przypadku InGaAsP/InP czy też AlGaInAs/InP, co przyczynia się do uproszczenia produkcji zwierciadeł (zmniejszeniu ulega liczba par niezbędna do otrzymania pożądanego współczynnika odbicia). Dodatkowo, zastosowanie AlGaAs o zawartości aluminium wynoszącej około 98% i poddaniu jej tzw. „mokrej oksydacji” umożliwia wytworzenie apertury

tlenkowej ograniczającej rozptyw prądu. Taka warstwa, jeżeli zostanie umieszczona w strzałce fali stojącej, może stanowić jednocześnie aperturę optyczną, co ma kluczowe znaczenie w przypadku, gdy zależy nam na otrzymaniu określonego modu promieniowania (np. modu  $LP_{01}$ ). Stosując dodatkowo odstrojenie lasera możliwe było dla tego przyrządu otrzymanie proggu akcji laserowej w temperaturze 350 K czyli aż o 40 K więcej niż dla lasera dostrojonego. Z modelowanych w niniejszej pracy laserów tylko przyrząd z obszarem czynnym AlGaInAs/InP miał pod tym względem lepsze wyniki. Dalsza optymalizacja struktury spowodowała przesunięcie tego limitu o kolejne 20 K, przy jednoczesnym zachowaniu stosunkowo niewielkiej wartości prądu progowego. Możliwe jest zatem otrzymanie bardzo korzystnych charakterystyk dla struktur laserowych powstałych na bazie dobrze opanowanej technologii arsenkowej przy jednoczesnym braku potrzeby stosowania skomplikowanych rozwiązań konstrukcyjnych. Biorąc pod uwagę również to, jaki postęp w wytwarzaniu laserów z warstwami kropek kwantowych odnotowano przez ostatnią dekadę można oczekiwać, że arsenkowy laser typu VCSEL z obszarem czynnym In(Ga)As/GaAs stanie się wkrótce przyrządem dostępnym na rynku komercyjnym, a wtedy wcale nie będzie bez szans w walce z konkurencyjnymi przyrządami o podporządkowanie sobie jak największego jego sektora.

Przeprowadzenie, w oparciu o starannie wybrane dane pochodzące z dostępnej literatury, opisanych w niniejszej pracy badań, pozwoliło na głębokie zrozumienie zjawisk zachodzących w zastosowanych do analizy numerycznej strukturach laserowych, a także wzajemnych powiązań między tymi zjawiskami. Zestawienie otrzymanych przeze mnie rezultatów z wynikami eksperymentalnymi dla rzeczywistych struktur, zamieszczonymi w czasopismach naukowych poświęconych laserom półprzewodnikowym, doprowadziło do wyciągnięcia wniosków zarówno na temat eksploatacyjnych właściwości laserów, których struktury poddane zostały analizie, jak i pod kątem doboru parametrów użytych do obliczeń. Taki zbiór danych materiałowych może okazać się bardzo przydatny w trakcie prowadzenia dalszych badań poświęconych przyrządom optoelektronicznym. Parametry te (a także wzory umożliwiające ich wyznaczenie) przedstawione zostały w rozdziale 5.

# Autorzy

Łukasz Piskorski



Dr inż. Łukasz Piskorski jest pracownikiem Politechniki Łódzkiej (PŁ) od 2006 roku, kiedy został zatrudniony na stanowisku asystenta w Instytucie Fizyki PŁ. W 2009 r. ukończył Kurs Doskonalenia Pedagogicznego Politechniki Łódzkiej. Stopień doktora nauk fizycznych uzyskał w 2011 roku, po tym jak z wyróżnieniem obronił swoją rozprawę doktorską. Od 2015 r. pracuje na stanowisku adiunkta.

Dr inż. Łukasz Piskorski jest autorem bądź współautorem 74 publikacji, referatów i komunikatów konferencyjnych opublikowanych w czasopiśmie o międzynarodowym i krajowym zasięgu. Jest także współautorem siedmiu referatów zaproszonych, przy czym dwa z nich wygłosił osobiście na międzynarodowych konferencjach naukowych. Do jego najważniejszych osiągnięć naukowych należy opracowanie dwuwymiarowego modelu dryftowo-dyfuzyjnego służącego do analizowania zjawisk elektrycznych oraz modelu pozwalającego na wyznaczenie krawędzi pasm przewodnictwa i walencyjnego w obszarach czynnych poddanych naprężeniom. Jest też współtwórcą aplikacji *Material Database*, której zadaniem jest przekazywanie danych materiałowych do programu symulującego przebieg zjawisk fizycznych w laserach półprzewodnikowych wykorzystywanego przez Zespół Fotoniki. W swojej karierze zawodowej był kierownikiem i głównym wykonawcą grantu finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki w ramach konkursu „SONATA 4”. Wykonywał również badania podczas realizacji dziewięciu innych projektów, zarówno krajowych, jak i międzynarodowych finansowanych przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego, Narodowe Centrum Nauki, a także przez Unię Europejską.

Za swą działalność naukową, dydaktyczną i organizacyjną dr inż. Łukasz Piskorski otrzymał 6 nagród Jego Magnificencji Rektora PŁ.

## Robert P. Sarzała



Dr hab. inż. Robert Sarzała, prof. PŁ pracuje w Politechnice Łódzkiej od 1990 r. Stopień doktora nauk technicznych w specjalności elektronika uzyskał w 1998 r., w Instytucie Technologii Elektronowej w Warszawie. W 1999 r. ukończył podyplomowe Studium Pedagogiczne przy Politechnice Łódzkiej. W czerwcu 2005 r. zdał kolokwium habilitacyjne przed Radą Naukową Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej uzyskując stopień doktora habilitowanego nauk fizycznych z dyscypliny fizyka. Od 2007 r. pracuje na stanowisku profesora nadzwyczajnego Politechniki Łódzkiej. Od października 2015 r. jest dyrektorem Instytutu Fizyki PŁ.

Dr hab. inż. Robert Sarzała jest autorem i współautorem ponad 350 artykułów i prac konferencyjnych opublikowanych w czasopismach o międzynarodowym i krajowym zasięgu, 6 rozdziałów w książkach naukowych wydanych za granicą oraz 6 wniosków patentowych. Z jego osiągnięć naukowych na szczególne podkreślenie zasługuje opracowanie bardzo zaawansowanych modeli i programów komputerowych umożliwiających wszechstronną analizę zjawisk fizycznych występujących podczas pracy laserów półprzewodnikowych oraz opracowanie nowych rozwiązań konstrukcyjnych znacznie poprawiających parametry eksploatacyjne laserów typu VCSEL. W swojej karierze zawodowej uczestniczył jako wykonawca lub główny wykonawca w wielu projektach badawczych finansowanych zarówno przez Ministerstwo Nauki i Szkolnictwa Wyższego jak i przez Unię Europejską. Był kierownikiem 4 projektów badawczych finansowanych przez MNiSW oraz NCN. Był recenzentem publikacji w czasopismach krajowych i zagranicznych oraz recenzentem wniosków grantowych skierowanych do NCN. Od wielu lat zasiada w Komitecie naukowym Krajowej Konferencji Elektroniki. Wypromował dwóch doktorów nauk fizycznych.

Za swą działalność naukową, dydaktyczną i organizacyjną dr hab. inż. Robert Sarzała został wyróżniony 2 nagrodami Ministra Edukacji Narodowej (w 1999 i w 2002 r.) oraz 15 nagrodami Jego Magnificencji Rektora PŁ. Za swoją działalność innowacyjną otrzymał 9 nagród na międzynarodowych wystawach, a w 2010 roku za tę działalność przyznano mu nagrodę Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego.

# Bibliografia

- [1] D.M. Demidov, N.I. Katsavets, R.V. Leus, A.L. Ter-Martirosyan and V.P. Chalyi, AlGaAs/GaAs-heterostructure cw laser diodes with a working output optical power of 3 W ( $\lambda = 0.81 \mu\text{m}$ ) and an operating life of 2000 hours, *Technical Physics Letters*, vol. 23, no. 4, pp. 331–332, 1997.
- [2] R.W.H. Whittle, Semiconductor lasers in a military role, *Electronics and Power*, vol. 30, no. 9, pp. 685–691, 1984.
- [3] R.V. Steele, Review and forecast of laser markets. Part II: Diode lasers, *Laser Focus World*, vol. 36, no. 2, 2000.
- [4] R.V. Steele, Review and forecast of the laser markets. Part II: Diode lasers, *Laser Focus World*, vol. 37, no. 2, 2001.
- [5] R.V. Steele, Review and forecast of the laser markets. Part II: Diode lasers, *Laser Focus World*, vol. 38, no. 2, 2002.
- [6] R.V. Steele, Review and forecast of the laser markets. Part II: Diode lasers, *Laser Focus World*, vol. 39, no. 2, 2003.
- [7] R.V. Steele, Review and forecast of the laser markets. Part II: Diode lasers, *Laser Focus World*, vol. 40, no. 2, 2004.
- [8] R.V. Steele, Diode-laser market grows at a slower rate, *Laser Focus World*, vol. 41, no. 2, 2005.
- [9] R.V. Steele, Laser Marketplace 2006: Diode doldrums, *Laser Focus World*, vol. 42, no. 2, 2006.
- [10] R.V. Steele, Laser Marketplace 2007: Diode-laser market takes a breather, *Laser Focus World*, vol. 43, no. 2, 2007.
- [11] R.V. Steele, Laser Marketplace 2008: Diode lasers track long-term trend, *Laser Focus World*, vol. 44, no. 2, 2008.

- [12] G. Overton and S.G. Anderson, Laser Marketplace 2009: Photonics enters a period of high anxiety, *Laser Focus World*, vol. 45, no. 1, 2009.
- [13] G. Overton, S.G. Anderson, D.A. Belforte and T. Hausken, Laser Marketplace 2010: How wide is the chasm?, *Laser Focus World*, vol. 46, no. 1, 2010.
- [14] R.P. Sarzała, P. Maćkowiak, M. Wasiak, T. Czyszanowski and W. Nakwaski, Simulation of the threshold operation of GaInNAs diode lasers, *Opto-Electronics Review*, vol. 11, no. 2, pp. 139–142, 2003.
- [15] R.P. Sarzała and W. Nakwaski, Optimization of 1.3  $\mu\text{m}$  GaAs-based oxide-confined (GaIn)(NAs) vertical-cavity surface-emitting lasers for low-threshold room-temperature operation, *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 16, no. 31, pp. S3121–S3140, 2004.
- [16] R.P. Sarzała, Designing strategy to enhance mode selectivity of higher-output oxide-confined vertical-cavity surface-emitting lasers, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, vol. 81, no. 2, pp. 275–283, 2005.
- [17] R.P. Sarzała and W. Nakwaski, Separate-confinement-oxidation vertical-cavity surface-emitting laser structure, *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 12, id. 123110 (9 pp.), 2006.
- [18] J. Jewell, Vcsels — billions and billions, International Symposium on VCSELs and Integrated Photonics, Tokyo (Japan), 17–18 December, 2007, *Conference Proceedings*, A-1, pp. 8–10.
- [19] J. Jewell, L. Graham, M. Crom, K. Maranowski, J. Smith, T. Fanning and M. Schnoes, Commercial GaInNAs VCSELs grown by MBE, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 5, no. 9, pp. 2951–2956, 2008.
- [20] R.P. Sarzała, Physical analysis of an operation of GaInAs/GaAs quantum-well vertical-cavity surface-emitting diode lasers emitting in the 1.3- $\mu\text{m}$  wavelength range, *Optica Applicata*, vol. 35, no. 2, pp. 225–240, 2005.
- [21] R.P. Sarzała, M. Wasiak, T. Czyszanowski, M. Bugajski and W. Nakwaski, Threshold simulation of 1.3- $\mu\text{m}$  oxide-confined in-plane quantum-dot (InGa)As/GaAs lasers, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 35, no. 7, pp. 675–692, 2003.
- [22] R.P. Sarzała, P. Mendla, M. Wasiak, P. Maćkowiak, M. Bugajski and W. Nakwaski, Comprehensive self-consistent three-dimensional simulation of an operation of the GaAs-based oxide-confined 1.3- $\mu\text{m}$  quantum-dot (InGa)As/GaAs vertical-cavity surface-emitting lasers, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 36, no. 4, pp. 331–347, 2004.

- [23] [www.nanoplus.com](http://www.nanoplus.com)
- [24] N.G. Basov, O.N. Krokhin and Yu.M. Popov, Production of negative-temperature states in  $p$ - $n$  junctions of degenerate semiconductors, *Soviet Physics — Journal of Experimental and Theoretical Physics*, vol. 13, no. 6, pp. 1320–1321, 1961.
- [25] A. Einstein, Zur Quantentheorie der Strahlung (On the quantum theory of radiation), *Physikalische Zeitschrift*, vol. 18, pp. 121–128, 1917.
- [26] H. Kopfermann and R.W. Ladenburg, Experimental proof of ‘negative dispersion’, *Nature*, vol. 122, pp. 438–439, 1928.
- [27] V.A. Fabrikant, PhD thesis, Physical Institute of USSR Academy of Science, 1939.
- [28] W.E. Lamb Jr. and R.C. Retherford, Fine structure of the hydrogen atom by a microwave method, *Physical Review*, vol. 72, no. 3, pp. 241–243, 1947.
- [29] A. Kastler, Applications of polarimetry to infra-red and micro-wave spectroscopy, *Nature*, vol. 166, no. 4211, p. 113, 1950.
- [30] J. Brossel, A. Kastler and J. Winter, Generation optique d’une inégalité de population entre les sous-niveaux Zeeman de l’état fondamental des atomes, *Journal de Physique et Le Radium*, vol. 13, pp. 668–668, 1952.
- [31] T.H. Maiman, Stimulated optical radiation in ruby, *Nature*, vol. 187, pp. 493–494, 1960.
- [32] R.N. Hall, G.H. Rediker, R.J. Kingsley, T.J. Soltys, and R.D. Carlson, Coherent light emission of radiation from GaAs junctions, *Physics Review Letters*, vol. 9, pp. 366–368, 1962.
- [33] N. Holonyak Jr. and S. Bevacqua, Coherent (visible) light emission from Ga(As<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>) junctions, *Applied Physics Letters*, vol. 1, pp. 82–83, 1962.
- [34] D.N. Nasledov, A.A. Rogachev, S.M. Ryvkin and B.W. Carenkov, Recombination radiation of gallium arsenic, *Fizika Tverdogo Tela*, vol. 4, pp. 1062–1065, 1962.
- [35] M.I. Nathan, W.P. Dumke, G. Burns, F.H. Dill Jr. and G. Lasher, Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junction, *Applied Physics Letters*, vol. 1, pp. 62–64, 1962.
- [36] T.M. Quist, R.H. Rediker, R.J. Keyes, W.E. Krag, B. Lax, A.L. Mc Worter and H.J. Zeiger, Semiconductor maser of GaAs, *Applied Physics Letters*, vol. 1, pp. 91–92, 1962.



- [37] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 5th edition, edited by D.C. Hanna, Springer-Verlag, New York, USA, p. 408, 2010.
- [38] V.E. Golant, Y.V. Gulyaev, B.P. Zakharchenya, L.V. Keldysh, Y.A. Osip'yan, A.M. Prokhorov, V.M. Tuchkevich and V.Ya Frenkel', Zhores Ivanovich Alferov (on his sixtieth birthday), *Soviet Physics — Uspekhi*, vol. 33, no. 3, pp. 257–258, 1990.
- [39] Zhores Ivanovich Alferov (dedicated to his 70th birthday), *Semiconductors*, vol. 34, no. 7, pp. 857–860, 2000.
- [40] Zh.I. Alferov, V.M. Andreev, D.Z. Garbuzov, Yu.V. Zhilyaev, E.P. Morozov, E.L. Portnoi and V.G. Trofim, Investigation of the influence of the AlAs-GaAs heterostructure parameters on the laser threshold current and the realization of continuous emission at the room temperature, *Soviet Physics — Semiconductors*, vol. 4, pp. 1573–1575, 1971.
- [41] I. Hayashi, M.B. Panish, P.W. Foy and S. Sumski, Junction lasers which operate continuously at room temperature, *Applied Physics Letters*, vol. 17, no. 3, pp. 109–111, 1970.
- [42] I. Hayashi, M.B. Panish and P. Foy, A low-threshold room-temperature injection laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 5, no. 4, pp. 211–212, 1969.
- [43] H. Kressel and H. Nelson, Close confinement gallium arsenide pn junction lasers with reduced optical loss at room temperature, *RCA Review*, vol. 30, pp. 106–113, 1969.
- [44] F.G. Della Corte, G. Cocorullo, M. Iodice and I. Rendina, Temperature dependence of the thermo-optic coefficient of InP, GaAs, and SiC from room temperature to 600 K at the wavelength of 1.5  $\mu\text{m}$ , *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 11, pp. 1614–1616, 2000.
- [45] Zh.I. Alferov, D.Z. Garbuzov, V.S. Grigor'eva, Yu V. Zhilyaev, L.V. Kradinova, V.I. Korol'kov, E.P. Morozov, O.A. Ninua, E.L. Portnoy, V.D. Prochukhan and M.K. Trukan, Injection luminescence of epitaxial heterojunctions in the GaP-GaAs system, *Soviet Physics — Solid State*, vol. 9, pp. 208–210, 1967.
- [46] M. Silver and E.P. O'Reilly, Optimization of long wavelength InGaAsP strained quantum-well lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 7, pp. 1193–1200, 1995.
- [47] G. Almuneau, F. Genty, A. Wilk, P. Grech, A. Joullié and L. Chusseau, GaInSb/AlGaAsSb strained quantum well semiconductor lasers for 1.55  $\mu\text{m}$  operation, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 14, no. 1, pp. 89–92, 1999.

- [48] S. Mogg, N. Chitica, R. Schatz and M. Hammar, Properties of highly strained InGaAs/GaAs quantum wells for 1.2- $\mu\text{m}$  laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 13, pp. 2334–2336, 2002.
- [49] I. Vurgaftman, J.R. Meyer and L.R. Ram-Mohan, Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys, *Journal of Applied Physics*, vol. 89, no. 11, pp. 5815–5875, 2001.
- [50] Z.I. Alferov, V.M. Andreev, E.L. Portnoi and M.K. Trukan, AlAs-GaAs heterojunctions injection lasers with a low room-temperature threshold, *Soviet Physics — Semiconductors*, vol. 3, pp. 1107–1110, 1970.
- [51] J.P. van der Ziel, R. Dingle, R.C. Miller, W. Wiegmann and W.A. Nordland Jr., Laser oscillation from quantum states in very thin GaAs-Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.8</sub>As multilayer structures, *Applied Physics Letters*, vol. 26, no. 8, pp. 463–465, 1975.
- [52] R.D. Dupuis, P.D. Dapkus, Nick Holonyak Jr., E.A. Rezek and R. Chin, Room-temperature laser operation of quantum-well Ga<sub>(1-x)</sub>Al<sub>x</sub>As-GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition, *Applied Physics Letters*, vol. 32, no. 5, pp. 295–297, 1978.
- [53] W.T. Tsang, The influence of bulk nonradiative recombination in the wide band-gap regions of molecular beam epitaxially grown GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As DH lasers, *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 3, pp. 245–248, 1978.
- [54] Y. Arakawa and H. Sakaki, Multidimensional quantum well laser and temperature dependence of its threshold current, *Applied Physics Letters*, vol. 40, no. 11, pp. 939–941, 1982.
- [55] M. Asada, Y. Miyamoto and Y. Suematsu, Gain and the threshold of three-dimensional quantum-box lasers, *Journal of Quantum Electronics*, vol. 22, no. 9, pp. 1915–1921, 1986.
- [56] E. Kapon, D.M. Hwang and R. Bhat, Stimulated emission in semiconductor quantum wire heterostructures, *Physical Review Letters*, vol. 63, no. 4, pp. 430–433, 1989.
- [57] L. Sirigu, D.Y. Oberli, L. Degiorgi, A. Rudra and E. Kapon, Excitonic lasing in semiconductor quantum wires, *Physical Review B*, vol. 61, no. 16, pp. R10575–R10578, 2000.
- [58] Y. Hayamizu, M. Yoshita, S. Watanabe, H. Akiyama, L.N. Pfeifer and K.W. West, Lasing from a single-quantum wire, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 26, pp. 4937–4939, 2002.

- [59] H. Akiyama, L.N. Pfeifer, M. Yoshita, A. Pinczuk, P.B. Littlewood, K.W. West, M.J. Matthews and J. Wynn, Coulomb-correlated electron-hole plasma and gain in a quantum-wire laser of high uniformity, *Physical Review B*, vol. 67, no. 4, id. 041302 (4 pp.), 2003.
- [60] S. Watanabe, S. Koshiba, M. Yoshita, M. Baba, H. Sakai and H. Akiyama, Vertically polarized lasing and photoluminescence in a ridge quantum-wire laser, *Physical Review B*, vol. 68, no. 19, id. 193304 (4 pp.), 2003.
- [61] A.A. Ukhanov, R.H. Wang, T.J. Rotter, A. Stintz, L.F. Lester, P.G. Eliseev and K.J. Malloy, Orientation dependence of the optical properties in InAs quantum-dash lasers on InP, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 6, pp. 981–983, 2002.
- [62] R.H. Wang, A. Stintz, P.M. Varangis, T.C. Newell, H. Li, K.J. Malloy and L.F. Lester, Room-temperature operation of InAs quantum-dash lasers on InP (001), *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 8, pp. 767–769, 2001.
- [63] A. Musiał, G. Sęk, P. Podemski, M. Syperek, J. Misiewicz, A. Löffler, S. Höfling and A. Forchel, Excitonic complexes in InGaAs/GaAs quantum dash structures, *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 245, no. 1, id. 012054 (4 pp.), 2010.
- [64] H. Soda, K. Iga, Ch. Kitahara, and Y. Suematsu, GaInAsP/InP Surface Emitting Injection Lasers, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 18, no. 12, pp. 2329–2330, 1979.
- [65] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th (expanded) edition, Pergamon Press, New York, USA, p. 74, 1999.
- [66] Y. Wei, A. Hood, H. Yau, V. Yazdanpanah, M. Razeghi, M.Z. Tidrow and V. Nathan, High-performance type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes with cutoff wavelength around 7  $\mu\text{m}$ , *Applied Physics Letters*, vol. 86, no. 9, id. 091109 (3 pp.), 2005.
- [67] W.S. Capinski and H.J. Maris, Thermal conductivity of GaAs/AlAs superlattices, *Physica B: Condensed Matter*, vol. 219–220, pp. 699–701, 1996.
- [68] P. Hyldgaard and G.D. Mahan, Phonon Knudsen flow in GaAs/AlAs Superlattices, *Thermal Conductivity*, vol. 23, pp. 172–182, 1996.
- [69] J. Piprek, T. Tröger, B. Schröter, J. Kolodzey and C.S. Ih, Thermal conductivity reduction in GaAs-AlAs distributed Bragg reflectors, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 1, pp. 81–83, 1998.

- [70] G.H. Zhu, H. Lee, Y.C. Lan, X.W. Wang, G. Joshi, D.Z. Wang, J. Yang, D. Vashae, H. Guilbert, A. Pillitteri, M.S. Dresselhaus, G. Chen and Z.F. Ren, Increased phonon scattering by nanograins and point defects in nanostructured silicon with a low concentration of germanium, *Physical Review Letters*, vol. 102, no. 19, id. 196803 (4 pp.), 2009.
- [71] Y. Wang, C. Liebig, X. Xu and R. Venkatasubramanian, Acoustic phonon scattering in  $\text{Bi}_2\text{Te}_3/\text{Sb}_2\text{Te}_3$  superlattices, *Applied Physics Letters*, vol. 97, no. 8, id. 083103 (3 pp.), 2010.
- [72] P.N. Martin, Z. Aksamija, E. Pop and U. Ravaioli, Reduced thermal conductivity in nanoengineered rough Ge and GaAs nanowires, *NANO Letters*, vol. 10, no. 4, pp. 1120–1124, 2010.
- [73] [www.lasercomponents.com](http://www.lasercomponents.com)
- [74] J.A. Tatum, A. Clark, J.K. Guenter, R.A. Hawthorne III, R.H. Johnson, Commercialization of Honeywell's VCSEL technology, in *Proceedings of SPIE*, edited by K.D. Choquette and C. Lei, SPIE, Bellingham, WA, USA, vol. 3946, pp. 2–13, 2000.
- [75] S.F. Yu, *Analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers — An overview*, in *analysis and design of vertical cavity surface emitting lasers*, 1st edition, John Wiley & Sons, Hoboken, NJ, USA, p. 5, 2003.
- [76] F.H. Peters and M.H. MacDougal, High-speed high-temperature operation of vertical-cavity surface-emitting lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 13, no. 7, pp. 645–647, 2001.
- [77] F.H. Peters, D.J. Welch, V. Jayaraman, M.H. MacDougal, J.D. Tagle, T.A. Godwin, J.E. Schramm, T.D. Lowes, S.P. Kilcoyne, K.R. Nary, J.S. Bergey and W. Carpenter, 10 Gb/s VCSEL-based data links, *Technical Report*, Photonics West, San Jose, CA, USA, OE3946–26, 2000.
- [78] *Vertical-cavity surface-emitting lasers: design, fabrication, characterization, and applications*, edited by C.W. Wilmsen, H. Temkin and L.A. Coldren, Cambridge University Press, 1999.
- [79] [www.cyoantics.com](http://www.cyoantics.com)
- [80] [www.datasheetdir.com](http://www.datasheetdir.com)
- [81] [www.eedatasheet.com](http://www.eedatasheet.com)
- [82] [www.forara.com](http://www.forara.com)

- [83] [www.ligentphotonics.com](http://www.ligentphotonics.com)
- [84] [www.microstar.pl](http://www.microstar.pl)
- [85] [www.myco.com.cn/ois/usersites/hioptel1/home.jsp](http://www.myco.com.cn/ois/usersites/hioptel1/home.jsp)
- [86] [www.optocom.com](http://www.optocom.com)
- [87] [www.optoictech.com](http://www.optoictech.com)
- [88] [www.optospan.com](http://www.optospan.com)
- [89] [www.ousent.com](http://www.ousent.com)
- [90] [www.quagwire.com](http://www.quagwire.com)
- [91] [www.reflexphotonics.com](http://www.reflexphotonics.com)
- [92] [www.sanspot.com](http://www.sanspot.com)
- [93] [www.sfp-xfp.com](http://www.sfp-xfp.com)
- [94] [www.tainet.net](http://www.tainet.net)
- [95] N. Anscombe, VCSELS go long-wave, *Photonics Spectra*, vol. 37, no. 9, 2003.
- [96] S.L. Chuang, *Physics of Optoelectronics Devices*, 1st edition, John Wiley & Sons, New York, USA, 1995.
- [97] M. Bugajski, Optical gain in quantum well lasers including many-body effects, *Electron Technology*, vol. 30, pp. 89–98, 1997.
- [98] M. Wasiak, *Wzmocnienie optyczne w laserze z kwantowym obszarem czynnym*, praca magisterska, Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka, 1999.
- [99] P.G. Eliseev, Line shape function for semiconductor laser modelling, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 24, pp. 2046–2048, 1997.
- [100] D.G. Deppe, D.L. Huffaker, S. Csutak, Z. Zou, G. Park and O.B. Shchekin, Semiconductor lasers and amplifiers — spontaneous emission and threshold characteristics of 1.3 $\mu\text{m}$  InGaAs-GaAs quantum-dot GaAs-based laser, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 8, pp. 1238–1246, 1999.
- [101] M. Grundmann and D. Bimberg, Theory of random population for quantum dots, *Physical Review B*, vol. 55, no. 15, pp. 9740–9745, 1997.

- [102] R.P. Sarzała, M. Wasiak, T. Czyszanowski, M. Bugajski and W. Nakwaski, Analysis of lasing thresholds of 1.3- $\mu\text{m}$  oxide-confined in-plane quantum-dot (InGa)As/GaAs lasers, European Workshop on Gallium Arsenide-Based Lasers at 1300 nm, Lecce (Italy), 16–19 September, 2001, *Conference Proceedings*, pp. 304–307.
- [103] N. Hatori, M. Sugawara, K. Mukai, Y. Nakata and H. Ishikawa, Room-temperature gain and differential gain characteristics of self-assembled InGaAs/GaAs quantum dots for 1.1–1.3 $\mu\text{m}$  semiconductor lasers, *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 6, pp. 773–775, 2000.
- [104] D.L. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O.B. Shchekin and D.G. Deppe, Continuous-wave low-threshold performance of 1.3- $\mu\text{m}$  InGaAs-GaAs quantum-dot lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 3, pp. 452–461, 2000.
- [105] M. Wasiak, *Optical gain in quantum dot lasers*, PhD thesis, Institute of Physics, Technical University of Łódź, 2004.
- [106] O.C. Zienkiewicz and R.L. Taylor, *The Finite Element Method. Vol. 1: Basic formulations and linear problems*, 5th edition, Oxford: Butterworth-Heinemann, London, UK, 2000.
- [107] R.P. Sarzała, *Modelowanie zjawisk fizycznych zachodzących w laserach złączowych oraz matrycach laserowych przy użyciu metody elementu skończonego*, rozprawa doktorska, Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka, 1988.
- [108] K. Gutowski, *Numeryczna analiza nadprogowej pracy półprzewodnikowego lasera złączowego o emisji powierzchniowej z obszarem czynnym GaInNAsSb*, praca magisterska, Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka, 2006.
- [109] P. Maćkowiak *Opracowanie struktury azotkowego lasera o emisji powierzchniowej oraz jej optymalizacja przy użyciu trójwymiarowego i samouzgodnionego modelu jej działania*, rozprawa doktorska, Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka, 2002.
- [110] *Springer Handbook of Materials Measurement Methods*, 1st edition, edited by H. Czychos, T. Saito and L.M. Smith, Springer, p. 458, 2006.
- [111] Y.P. Varshni, Temperature dependence of the energy gap in semiconductors, *Physica*, vol. 34, pp. 149–154, 1967.
- [112] *Springer handbook of electronic and photonic materials*, 3rd edition, edited by S.O. Kasap and P. Capper, Springer, p. 443, 2006.

- [113] S. Adachi, *Properties of Semiconductor Alloys: Group-IV, III-V and II-V Semiconductors*, John Wiley & Sons, 2009.
- [114] Yu.A. Goldberg and N.M. Schmidt, Gallium Indium Arsenide Phosphide ( $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ ), in *Handbook Series on Semiconductor Parameters. Vol. 2: Ternary and Quaternary III-V Compounds*, edited by M. Levinshtein, S. Rumyantsev and M. Shur, World Scientific, 1999.
- [115] T. Mei, Interpolation of quaternary III-V alloy parameters with surface bowing estimations, *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 1, id. 013520 (6 pp.), 2007.
- [116] D.A. Anderson, N. Apsley, P. Davies and P.L. Giles, Compensation in heavily doped  $n$ -type InP and GaAs, *Journal of Applied Physics*, vol. 58, no. 8, pp. 3059–3067, 1985.
- [117] M. Glicksman and K. Weiser, Electrical properties of  $p$ -type InP, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 10, no. 4, pp. 337–340, 1959.
- [118] V.V. Galavanov, S.G. Metreveli, N.V. Siukaev and S.P. Starosel'tseva, *Soviet Physics — Semiconductors*, vol. 3, p. 94, 1969.
- [119] D.N. Nasledov, Yu.G. Popov, N.V. Siukaev and S.P. Starosel'tseva, *Soviet Physics — Semiconductors*, vol. 3, p. 387, 1969.
- [120] S. Adachi, *Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds*, 1st edition, John Wiley & Sons, Chichester, UK, p. 225, 1992.
- [121] V.V. Galavanov and N.V. Siukaev, On mechanism of electron scattering in InP, *Physica Status Solidi*, vol. 38, no. 2, pp. 523–530, 1970.
- [122] B. Pajot, Electrical and optical properties of hydrogen-containing indium phosphide, in *Optoelectronic properties of semiconductors and superlattices. Vol. 9: InP and related compounds: materials, applications and devices*, edited by M.O. Manasreh, (Gordon and Breach Science Publishers), pp. 166–167, 2000.
- [123] S. Balasubramanian, K.S.R. Koteswara Rao, N. Balasubramanian and V. Kumar, Effect of hydrogenation and thermal annealing on the photoluminescence of  $p$ -InP, *Journal of Applied Physics*, vol. 77, no. 10, pp. 5398–5405, 1995.
- [124] D. Hofmann, G. Müller and N. Streckfuß, Semi-insulating electrical properties of undoped InP after heat treatment in phosphorus atmosphere, *Applied Physics A*, vol. 48, no. 4, pp. 315–319, 1989.
- [125] Ch. Kopf, G. Kaiblinger-Grujin, H. Kosina and S. Selberherr, Reexamination of electron mobility dependence on dopants in GaAs, 27th European Solid-State Device Research Conference, Stuttgart (Germany), 22–24 September, 1997, *Conference Proceedings*, pp. 304–307.

- [126] N. Chand, T. Henderson, J. Klem, W.T. Masselink, R. Fischer, Y.-C. Chang and H. Morko, Comprehensive analysis of Si-doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  ( $x = 0$  to 1): Theory and experiments, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 8, pp. 4481–4492, 1984.
- [127] W. Nakwaski, Hole mobility in carbon-doped GaAs and (AlGa)As, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 132, no. 1, pp. K47–K49, 1992.
- [128] T. Ishikawa, J. Saito, S. Sasa and S. Hiyamizu, Electrical Properties of Si-Doped  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  Layers Grown by MBE, *Japanese Journal of Applied Physics, Part 2*, vol. 21, no. 11, pp. L675–L676, 1982.
- [129] K. Masu, M. Konagai and K. Takahashi, Acceptor energy level for Zn in  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , *Semiconductor Science and Technology*, vol. 51, no. 2, pp. 1060–1064, 1980.
- [130] R. Heilman and G. Oelgart, Ionization energy of the carbon acceptor in  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , *Semiconductor Science and Technology*, vol. 5, no. 10, pp. 1040–1045, 1990.
- [131] M. Sotoodeh, A.H. Khalid and A.A. Rezazadeh, Empirical low-field mobility model for III–V compounds applicable in device simulation codes, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 6, pp. 2890–2900, 2000.
- [132] J.C. Li, M. Sokolich, T. Hussain and P.M. Asbeck, Physical modeling of degenerately doped compound semiconductors for high-performance HBT design, *Solid-State Electronics*, vol. 50, no. 7–8, pp. 1440–1449, 2006.
- [133] M.L. Ribeiro, P.L. Souza, C.V.-B. Tribuzy, M.P. Pires, B. Yavich, Effect of growth temperature on C-doped InAlAs layers grown by LP-MOVPE, *Journal of Crystal Growth*, vol. 248, pp. 134–138, 2003.
- [134] R.G. Broeke, *A wavelength converter integrated with a discretely tunable laser for wavelength division multiplexing networks*, PhD thesis, Delft University of Technology, 2003.
- [135] T.P. Pearsall, *GaInAsP Alloy Semiconductors*, John Wiley & Sons, New York, USA, 1982.
- [136] J.R. Hayes, D. Patel, A.R. Adams and P.D. Greene, The temperature and pressure dependence of the electron and hole mobilities in  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  alloys, *Journal of Electronic Materials*, vol. 11, no. 1, pp. 155–189, 1982.
- [137] S. Fujita, M. Kuzuhara, M. Yagyu and A. Sasaki, Properties of Mn-doped p-type  $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  grown by liquid-phase epitaxy, *Solid-State Electronics*, vol. 25, no. 5, pp. 359–365, 1982.



- [138] H.-H. Wehmann, F. Fiedler and A. Schlachetzki, Activation energy of Cd in  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  on InP (for  $y = 0$  to 1), *Electronics Letters*, vol. 22, no. 25, pp. 1338–1340, 1986.
- [139] S. Ochi, T. Kimura, T. Ishida, T. Sonoda, S. Takamiya and S. Mitsui, High resistive undoped  $\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$  layers grown by MOCVD, 6th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Santa Barbara (USA), 27–31 March, 1994, *Conference Proceedings*, pp. 98–101.
- [140] N.D. Milošević and K.D. Maglić, Thermophysical properties of solid phase titanium in a wide temperature range, *High Temperatures-High Pressures*, vol. 37, pp. 187–204, 2008.
- [141] T. Som, P. Ayyub, D. Kabiraj, N. Kulkarni, V.N. Kulkarni and D.K. Avasthi, Formation of  $\text{Au}_{0.6}\text{Ge}_{0.4}$  alloy induced by Au-ion irradiation of Au/Ge bilayer, *Journal of Applied Physics*, vol. 84, no. 2, pp. 3861–3863, 2004.
- [142] C. Belouet, C. Villard, C. Fages and D. Keller, Achievement of homogeneous AuSn solder by pulsed laser-assisted deposition, *Journal of Electronic Materials*, vol. 28, no. 10, pp. 1123–1126, 1999.
- [143] [www.thinfilm.com](http://www.thinfilm.com)
- [144] *Electronic and structural properties of amorphous semiconductors*, edited by P.G. Le Comber and J. Mort, Academic Press, New York, USA, p. 377, 1973.
- [145] *CRC Materials Science and Engineering Handbook*, 3rd edition, edited by J.F. Shackelford and W. Alexander, CRC Press, 2001.
- [146] E.A. Baranova, G. Fóti, Ch. Comninellis, Promotion of Rh catalyst interfaced with  $\text{TiO}_2$ , *Electrochemistry Communications*, vol. 6, no. 2, pp. 170–175, 2004.
- [147] G. Droval, J.F. Feller, P. Glouannec and P. Salagnac, Thermo-electrical behaviour of poly(styrene)-boron nitride/poly(ethylene)-carbon black diphasic conductive polymer composites (CPC) for self-regulated heating, 8th International Symposium — Polymers for Advanced Technologies, Budapest (Hungary), 13–16 September, 2005, *Conference Proceedings*.
- [148] A. Inoue, T. Ogashiwa, K. Matsuzaki and T. Masumoto, Anomalous electrical resistive behaviour of Al–O–Pb sputtered alloys, *Journal of Materials Science*, vol. 22, no. 6, pp. 2063–2068, 1987.
- [149] [www.oilandgas.saint-gobain.com](http://www.oilandgas.saint-gobain.com)

- [150] A. Markwitz, H. Baumann, E.F. Krimmel, K. Bethge and P. Misaelides, Characterisation of thin sputtered silicon nitride films by NRA, ERDA, RBS and SEM, *Fresenius' Journal of Analytical Chemistry*, vol. 346, no. 1–3, pp. 177–180, 1993.
- [151] H.O. Pierson, *Handbook of chemical vapor deposition (CVD) — principles, technology and applications*, 2nd edition, William Andrew Publishing, Norwich, NJ, USA, p. 281, 1999.
- [152] M. Vojs, A. Kromka, T. Iášák, J. Škriniarová, I. Novotný, P. Valent, M. Michalka, T. Kováčik and M. Veselý, Comparative study of electrical properties of nano to polycrystalline diamond films, *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 100, no. 5, id. 052097 (4 pp.), 2008.
- [153] K. Merghem, A. Akrouf, A. Martinez, G. Moreau, J.-P. Turrenc, F. Lelarge, F. Van Dijk, G.-H. Duan, G. Aubin and A. Ramdane, Short pulse generation using a passively mode locked single InGaAsP/InP quantum well laser, *Optics Express*, vol. 16, no. 14, pp. 10675–10683, 2008.
- [154] J. Minch, S.H. Park, T. Keating and S.L. Chuang, Theory and experiment of  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  and  $\text{In}_{1-x-y}\text{Ga}_x\text{Al}_y\text{As}$  Long-Wavelength Strained Quantum-Well Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, no. 5, pp. 771–782, 1999.
- [155] K.A. Williams, M.G. Thompson and I.H. White, Long-wavelength monolithic mode-locked diode lasers, *New Journal of Physics*, vol. 6, no. 1, p. 179, 2004.
- [156] O. Gilard, Theoretical study of radiation effects on GaAs/AlGaAs and InGaAsP/InP quantum-well lasers, *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 4, p. 1884–1888, 2003.
- [157] S.F. Yu, A quasi-three-dimensional large-signal dynamic model of distributed feedback lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, no. 3, pp. 424–432, 1996.
- [158] A.P. Mozer, S. Hausser and M.H. Pilkuhn, Quantitative evaluation of gain and losses in quaternary lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 21, no. 6, p. 719–725, 1985.
- [159] J.V. Campenhout, *Thin-film microlasers for the integration of electronic and photonic integrated circuits*, PhD thesis, Universiteit Gent, 2008.
- [160] H.-Y. Ryu, S.-H. Kim, H.-G. Park and Y.-H. Lee, Characteristics of single defect laser modes in a two-dimensional square lattice photonic crystal slab, *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 2, p. 831–837, 2003.

- [161] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Long wavelength semiconductor lasers*, 2nd edition, Van Nostrand Reinhold, New York, USA, 1994.
- [162] L.A. Coldren and S.W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, 1st edition, John Wiley & Sons, New York, USA, 1995.
- [163] M.H. Shih, Y.-C. Yang, Y.-C. Liu, Z.-C. Chang, K.-S. Hsu and M.C. Wu, Room temperature continuous wave operation and characterization of photonic crystal nanolaser on a sapphire substrate, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 42, no. 10, p. 105113, 2009.
- [164] E.H. Sargent, Semiconductor lasers for planar integrated optoelectronics, *Solid-State Electronics*, vol. 44, pp. 147–173, 2000.
- [165] W. Zhou, Encapsulated photonic crystals for high efficiency nanolasers, *Proceedings of SPIE*, vol. 5931, p. 59310A, 2005.
- [166] J.M. Smith, G.S. Buller, D. Marshall, A. Miller and C.C. Button, Microsecond carrier lifetimes in InGaAsP quantum wells emitting at  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$ , *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 11, pp. 1870–1872, 2002.
- [167] D. Marshall, A. Miller and C.C. Button, In-well ambipolar diffusion in room-temperature InGaAsP multiple quantum wells, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 36, no. 9, pp. 1013–1015, 2000.
- [168] G. Eisenstein, J.M. Wiesenfeld, M. Wegener, G. Sucha, D.S. Chemla, S. Weiss, G. Raybon and U. Koren, Ultrafast gain dynamics in  $1.5 \mu\text{m}$  multiple quantum well optical amplifiers, *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 2, pp. 158–160, 1991.
- [169] S. Macegoniuk, R.P. Sarzała and W. Nakwaski, Anticipated performance characteristics of possible InP-based vertical-cavity surface-emitting diode lasers for the third-generation  $1.55\text{-}\mu\text{m}$  optical fibre communication systems, *Opto-Electronics Review*, vol. 12, no. 4, pp. 389–397, 2004.
- [170] J.M. Pikal, C.S. Menoni, P. Thiagarajan, G.Y. Robinson and H. Temkin, Temperature dependence of intrinsic recombination coefficients in  $1.3 \mu\text{m}$  InAsP/InP quantum-well semiconductor lasers, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 19, pp. 2659–2661, 2000.
- [171] Y.G. Zhao, Y.H. Zou, X.L. Huang, J.J. Wang and Y.D. Qin, Differential reflection dynamics in  $\text{InAs}_x\text{P}_{1-x}/\text{InP}$  ( $x \leq 0.35$ ) strained-multiple-quantum wells, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, no. 8, pp. 4430–4435, 1998.
- [172] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Long wavelength semiconductor lasers*, Van Nostrand Reinhold, New York, USA, 1986.

- [173] T.J. Houle, J.C.L. Yong, C.M. Marinelli, S. Yu, J.M. Rorison, I.H. White, J.K. White, A.J. SpringThorpe and B. Garrett, Characterization of the temperature sensitivity of gain and recombination mechanisms in 1.3- $\mu\text{m}$  AlGaInAs MQW lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 41, no. 2, pp. 132–139, 2005.
- [174] J.-W. Pan and J.-I. Chyi, Theoretical study of the temperature dependence of 1.3- $\mu\text{m}$  AlGaInAs-InP multiple-quantum-well lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 32, no. 12, pp. 2133–2138, 1996.
- [175] J.C.L. Yong, J.M. Rorison and I.H. White, 1.3- $\mu\text{m}$  quantum-well InGaAsP, AlGaInAs, and InGaAsN laser material gain: A theoretical study, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 38, no. 12, pp. 1553–1564, 2002.
- [176] S.-W. Hsieh and Y.K. Kuo, A numerical study of characteristic temperature of short-cavity 1.3- $\mu\text{m}$  AlGaInAs/InP MQW lasers, *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, vol. 82, no. 2, pp. 287–292, 2006.
- [177] H. Hillmer and S. Marcinkevičius, Optically detected carrier transport in III/V semiconductor QW structures: experiments, model calculations and applications in fast 1.55  $\mu\text{m}$  laser devices, *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 66, no. 1, pp. 1–17, 1998.
- [178] I.I. Novikov, N.Yu. Gordeev, M.V. Maksimov, Yu.M. Shernyakov, E.S. Semenova, A.P. Vasil'ev, A.E. Zhukov, V.M. Ustinov and G.G. Zegrya, Temperature dependence of the effective coefficient of Auger recombination in 1.3  $\mu\text{m}$  InAs/GaAs QD lasers, *Semiconductors*, vol. 39, no. 4, pp. 481–484, 2005.
- [179] K. Sears, M. Buda, H.H. Tan and C. Jagadish, Modeling and characterization of InAs/GaAs quantum dot lasers grown using metal organic chemical vapor deposition, *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 1, id. 013112 (9 pp.), 2007.
- [180] A.A. Dikshit, V. Vangapally and J.M. Pikal, Carrier lifetime and recombination in 1.3  $\mu\text{m}$  P-doped InAs quantum dot lasers, in *Proceedings of SPIE — Novel in-plane semiconductor lasers V*, edited by C. Mermelstein and D.P. Bour, vol. 6133. pp. 61330H.1–61330H.12, 2006.
- [181] S. Ghosh, P. Bhattacharya, E. Stoner, J. Singh, H. Jiang, S. Nuttinck and J. Laskar, Temperature-dependent measurement of Auger recombination in self-organized In<sub>0.4</sub>Ga<sub>0.6</sub>As/GaAs quantum dots, *Applied Physics Letters*, vol. 79, no. 6, pp. 722–724, 2001.

- [182] S. Awirothananon, S. Raymond, S. Studenikin, M. Vachon, W. Render, A. Sachrajda, X. Wu, A. Babinski, M. Potemski, S. Fafard, S.J. Cheng, M. Korzukinski and P. Hawrylak, Single-exciton energy shell structure in InAs/GaAs quantum dots, *Physical Review B*, vol. 78, no. 23, id. 235313 (8 pp.), 2008.
- [183] C. Walther, J. Bollmann, H. Kissel, H. Kirmse, W. Neumann and W.T. Masselink, Characterization of electron trap states due to InAs quantum dots in GaAs, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 20, pp. 2916–2918, 2000.
- [184] M. Grundmann, N.N. Ledestov, R. Heitz, L. Eckey, J. Christen, J. Bohrer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Richter, J. Heydenreich, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kopev and Zh.I. Alferov, InAs/GaAs quantum dots radiative recombination from zero-dimensional states, *Physica Status Solidi B*, vol. 188, no. 1, pp.249–258, 1995.
- [185] M. Paillard, X. Marie, E. Vanelle, T. Amand, V.K. Kalevich, A.R. Kovsh, A.E. Zhukov and V.M. Ustinov, Time-resolved photoluminescence in self-assembled InAs/GaAs quantum dots under strictly resonant excitation, *Applied Physics Letters*, vol. 76, no. 1, pp. 76–78, 2000.
- [186] K.H. Schmidt, G. Medeiros-Ribeiro, M. Oestreich and P.M. Petroff, Carrier relaxation and electronic structure in InAs self-assembled quantum dots, *Physical Review B*, vol. 54, no. 16, pp. 11346–11353, 1996.
- [187] J. Bloch, J. Shah, L.N. Pfeiffer, K.W. West and S.N.G. Chu, Optical properties of multiple layers of self-organized InAs quantum dots emitting at 1.3  $\mu\text{m}$ , *Applied Physics Letters*, vol. 77, no. 16, pp. 2545–2547, 2000.
- [188] D. Gready and G. Eisenstein, Carrier dynamics in tunneling injection quantum dot lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 46, no. 11, pp. 1611–1618, 2010.
- [189] H.J. Pask, H.D. Summers and P. Blood, Light-current characteristics of quantum dots with localized recombination, *Applied Physics Letters*, vol. 87, no. 8, id. 083109 (3 pp.), 2005.
- [190] L.V. Asryan, Spontaneous radiative recombination and nonradiative Auger recombination in quantum-confined heterostructures, *Quantum Electronics*, vol. 35, no. 12, pp. 1117–1120, 2005.
- [191] G. Sun, R.A. Soref and J.B. Khurgin, Reduced threshold current of a quantum dot laser in a short period superlattice of indirect-band gap, *Applied Physics Letters*, vol. 84, no. 19, pp. 3861–3863, 2004.

- [192] A. Fiore, M. Rossetti, B. Alloing, C. Paranthoen, J.X. Chen, L. Geelhaar and H. Riechert, Carrier diffusion in low-dimensional semiconductors: A comparison of quantum wells, disordered quantum wells, and quantum dots, *Physical Review B*, vol. 70, no. 20, id. 205311 (12 pp.), 2004.
- [193] I. Kudman and E.F. Steigmeier, Thermal conductivity and Seebeck coefficient of InP, *Physical Review*, vol. 133, no. 6A, pp. A1665–A1667, 1964.
- [194] E.F. Steigmeier and I. Kudman, Acoustical-optical phonon scattering in Ge, Si, and III-V compounds, *Physical Review*, vol. 141, no. 2, pp. 767–774, 1966.
- [195] S. Amith, I. Kudman and E.F. Steigmeier, Electron and phonon scattering in GaAs at high temperatures, *Journal of Applied Physics*, vol. 138, no. 4A, pp. A1270–A1276, 1965.
- [196] M.A. Fromowitz, Thermal conductivity of  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  alloys, *Journal of Applied Physics*, vol. 44, no. 3, pp. 1292–1294, 1973.
- [197] E.F. Steigmeier and I. Kudman, Thermal conductivity of III-V compounds at high temperatures, *Physical Review*, vol. 132, no. 2, pp. 508–512, 1963.
- [198] W. Both and F.P. Herrmann, Thermal resistivity of quaternary solid solution  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}_y\text{P}_{1-y}$  lattice-matched to InP and GaAs, *Crystal Research and Technology*, vol. 17, no. 11, pp. K117–K122, 1982.
- [199] R. Bowers, J.E. Bauerle and A.J. Cornish,  $\text{InAs}_{1-x}\text{P}_x$  as a thermoelectric material, *Journal of Applied Physics*, vol. 30, no. 7, pp. 1050–1054, 1959.
- [200] R.O. Carlson, G.A. Slack and S.J. Silverman, Thermal conductivity of GaAs and  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  laser semiconductors, *Journal of Applied Physics*, vol. 36, no. 2, pp. 505–507, 1965.
- [201] N. Yacoubi, B. Girault and J. Fesquet, Determination of absorption coefficients and thermal conductivity of GaAlAs/GaAs heterostructure using a photothermal method, *Applied Optics*, vol. 25, no. 24, pp. 4622–4625, 1986.
- [202] M.S. Abrahams, R. Braunstein and F.D. Rosi, Thermal, electrical and optical properties of (In,Ga)as alloys, *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 10, no. 2–3, pp. 204–210, 1959.
- [203] B. Abeles, Lattice thermal conductivity of disordered semiconductor alloys at high temperatures, *Physical Review*, vol. 131, no. 5, pp. 1906–1911, 1963.
- [204] W. Nakwaski, Thermal conductivity of binary, ternary, and quaternary III-V compounds, *Journal of Applied Physics*, vol. 64, no. 1, pp. 159–166, 1988.

- [205] S.A. Aliev, A.Ya. Nashelskii and S.S. Shalyt, *Soviet Physics — Solid State*, vol. 7, p. 1287, 1965.
- [206] S. Adachi, GaAs, AlAs, and  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : Material parameters for use in research and device applications, *Journal of Applied Physics*, vol. 58, no. 3, pp. R1–R29, 1985.
- [207] E.W. Chase, A study of expected EOS/ESD sensitivity of III–V compound semiconductor devices, Electrical Overstress/Electrostatic Discharge Symposium, Anaheim (USA), 27–29 September, 1988, *Conference Proceedings*, p. 65.
- [208] W. Kim, J. Zide, A. Gossard, D. Klenov, S. Stemmer, A. Shakouri and A. Majumdar, Thermal conductivity reduction and thermoelectric figure of merit increase by embedding nanoparticles in crystalline semiconductors, *Physical Review Letters*, vol. 96, no. 4, id. 045901 (4 pp.), 2006.
- [209] C. Zhu, Y.-G. Zhang, A-Z. Li and Z.B. Tian, Analysis of key parameters affecting the thermal behavior and performance of quantum cascade lasers, *Journal of Applied Physics*, vol. 100, no. 5, id. 053105 (6 pp.), 2006.
- [210] G. Zeng, J.-H. Bank, J.E. Bowers, J.M.O. Zide, A.C. Gossard, Z. Bian, R. Singh, A. Shakouri, W. Kim, S.L. Singer, A. Majumdar, ErAs:  $(\text{InGaAs})_{1-x}(\text{InAlAs})_x$  alloy power generator modules, *Applied Physics Letters*, vol. 91, no. 26, id. 263510 (3 pp.), 2007.
- [211] D. Singh and D.K. Pandey, Ultrasonic investigations in intermetallics, *Pramana — Journal of Physics*, vol. 72, no. 2, pp. 389–398, 2009.
- [212] [www.lakeshore.com](http://www.lakeshore.com)
- [213] Y.H. Lee, R. Biswas, C.M. Soukoulis, C.Z. Wang, C.T. Chan and K.M. Ho, Molecular-dynamics simulation of thermal conductivity in amorphous silicon, *Physical Review B*, vol. 43, no. 8, pp. 6573–6580, 1991.
- [214] T. Maekawa, K. Kurosaki, T. Tanaka and S. Yamanaka, Thermal conductivity of titanium dioxide films grown by metal-organic chemical vapor deposition, *Surface & Coatings Technology*, vol. 202, pp. 3067–3071, 2008.
- [215] N. Stojanovic, J. Yun, E.B.K. Washington, J.M. Berg, M.W. Holtz and H. Temkin, Thin-film thermal conductivity measurement using microelectrothermal test structures and finite-element-model-based data analysis, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 16, no. 5, pp. 1269–1275, 2007.
- [216] M. von Arx, O. Paul and H. Baltes, Process dependent thin film thermal conductivities for thermal CMOS MEMS, *Journal of Microelectromechanical Systems*, vol. 9, no. 1, pp. 136–145, 2000.

- [217] H.J. Goldsmid, M.M. Kaila and G.L. Paul, Thermal conductivity of amorphous silicon, *Physica Status Solidi*, vol. 76, no. 1, pp. K31–K33, 1983.
- [218] D. Sowada, G. Stareev, H.Y.A. Chung and T. Wipiejewski, High-reflecting mirrors and current confinement by wet oxidation for long-wavelength VCSELs, *Annual report*, pp. 10–15, 1996.
- [219] M. Le Dû, D. Massoubre, J.-C. Harmand and J.-L. Oudar, Thermal conductance of laterally-wet-oxidised GaAs/Al<sub>x</sub>O<sub>y</sub> Bragg reflectors, *Electronics Letters*, vol. 42, no. 18, pp. 65–66, 2006.
- [220] [www.sp3diamondtech.com](http://www.sp3diamondtech.com)
- [221] C. Lee, J. Ward, R. Lin, E. Schlecht, G. Chattopadhyay, J. Gill, B. Thomas, A. Maestrini, I. Mehdi and P. Siegel, Diamond heat-spreaders for submillimeter-wave GaAs Schottky diode frequency multipliers, 20th International Symposium on Space Terahertz Technology, Charlottesville (USA), 20–22 April, 2009, *Conference Proceedings*, pp. 43–46.
- [222] S. Barman and G.P. Srivastava, Temperature dependence of the thermal conductivity of different forms of diamond, *Journal of Applied Physics*, vol. 101, no. 12, id. 123507 (8 pp.), 2007.
- [223] D. Tari, M. De Giorgi and R. Cingolani, Study of the exciton transitions in InGaAsP/InGaAsP MQWs to determine the band offset of the structure, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 1, no. 3, pp. 535–538, 2004.
- [224] J. Wang, B.J. Robinson, D.A. Thompson and J.G. Simmons, InGaAs/InP quantum wires grown by gas source molecular beam epitaxy onto V-grooved InP substrates with (111)A facet sidewalls, *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 16, pp. 2358–2360, 1995.
- [225] P.K. Basu, *Theory of optical processes in semiconductors: bulk and microstructures*, Oxford University Press, New York, USA, 1997, p. 73.
- [226] S.R. Jin, S.J. Sweeney, A.R. Adams, T. Higashi, H. Riechert and P.J.A. Thijs, Wavelength dependence of the modal refractive index in 1.3 μm InGaAsP, AlGaInAs and GaInNAs lasers using high pressure, *Physica Status Solidi (b)*, vol. 235, no. 2, pp. 491–495, 2003.
- [227] H. Bissessur, R.D. Ettinger, F.A. Fernández and J.B. Davies, The influence of temperature on the eigenmodes of a semiconductor laser, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no. 7, pp. 764–766, 1993.



- [228] W. Zheng, G.W. Taylor and Y. Huo, Determination of spontaneous emission rate from RIN data, *Optics Communications*, vol. 255, no. 1–3, pp. 102–113, 2005.
- [229] D.F.W. Yap, S.P. Koh and S.K. Tiong, Scaling effects on the dynamic characteristics of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers (VCSELs), *Optics & Laser Technology*, vol. 40, no. 6, pp. 785–789, 2008.
- [230] H. Sugiura, M. Mitsuhashi, H. Ohashi, T. Hiron and K. Nakashima, Metalorganic molecular beam epitaxy of strained InAsP/InGaAsP multi-quantum-wells for 1.3  $\mu\text{m}$  wavelength laser diodes, *Journal of Crystal Growth*, vol. 147, no. 1–2, pp. 1–7, 1995.
- [231] R.P. Schneider Jr. and B.W. Wessels, Photoluminescence excitation spectroscopy of InAs<sub>0.67</sub>P<sub>0.33</sub>/InP strained single quantum wells, *Journal of Electronic Materials*, vol. 20, no. 12, pp. 1117–1123, 1991.
- [232] N. Bouarissa, Optoelectronic properties of InAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> semiconducting alloys, *Materials Science and Engineering: B*, vol. 86, no. 1, pp. 53–59, 2001.
- [233] M. Othman, E. Kasap and N. Korozlu, Ab-initio investigation of electronic and optical properties of InAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub> alloys, *Gazi University Journal of Science*, vol. 23, no. 2, pp. 149–153, 2010.
- [234] O.H. Anton, D. Patel, G. Vaschenko, C.S. Menoni and J.M. Pikal, Small-signal response of 1.3- $\mu\text{m}$  InAsP-InGaAsP quantum-well laser diodes obtained with a terahertz-bandwidth frequency comb, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 8, pp. 982–988, 2004.
- [235] R.F. Kazarinov and G.L. Belenky, Novel design of AlGaInAs-InP lasers operating at 1.3  $\mu\text{m}$ , *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 3, pp. 423–426, 1995.
- [236] A. Krost, J. Böhrer, A. Dadgar, R.F. Schnabel, D. Bimberg, S. Hansmann and H. Burkhard, High-resolution x-ray analysis of compressively strained 1.55  $\mu\text{m}$  GaInAs/AlGaInAs multiquantum well structures near the critical thickness, *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 22, pp. 3325–3327, 1995.
- [237] S.R. Selmic, T.M. Chou, J.P. Sih, J.B. Kirk, A. Mantie, J.K. Butler, D. Bour, and G.A. Evans, Design and characterization of 1.3- $\mu\text{m}$  AlGaInAs-InP multiple-quantum-well lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 2, pp. 340–349, 2001.
- [238] K. Takemasa, T. Sugiyama and Y. Yatagai, Development of the 10 Gbit/s 1.3  $\mu\text{m}$  AlGaInAs DFB laser, *OKI Technical Review*, vol. 70, no. 4, pp. 96–99, 2003.

- [239] G.H. Wu, C.G. O'Brien, W.-H. Seo and J.F. Donegan, Device design of 1.3  $\mu\text{m}$  AlGaInAs-InP narrow strip structure for self-pulsation operation, in *Proceedings of the SPIE* edited by J.G. McInerney, G. Farrell, D.M. Denieffe, L.P. Barry, H.S. Gamble, P.J. Hughes and A. Moore, vol. 5825, pp. 203–213, 2005; OPTO-Ireland 2005: Optoelectronics, Photonic Devices, and Optical Networks, 4 April 2005, Dublin (Ireland).
- [240] T. Czyszanowski, R.P. Sarzała, M. Dems, H. Thienpont, W. Nakwaski and K. Panajotov, Strong modes discrimination and low threshold in cw regime of 1300 nm AlInGaAs/InP VCSEL induced by photonic crystal, *Physica Status Solidi (a)*, vol. 206, no. 7, pp. 1396–1403, 2009.
- [241] J. Piprek, J.K. White and A.J. SpringThorpe, What limits the maximum output power of long-wavelength AlGaInAs/InP laser diodes?, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 38, no. 9, pp. 1253–1259, 2002.
- [242] P.M. Smowton, I.C. Sandall, C.L. Walker, J.D. Thomson, A. Sobiesierski, T. Badcock, D.J. Mowbray, H.-Y. Liu and M. Hopkinson, Characterisation of modulation doped quantum dot lasers, in *Proceedings of SPIE — Novel in-plane semiconductor lasers V* edited by C. Mermelstein and D.P. Bour, vol. 6133, id. 61330T (13 pp.), 2006.
- [243] A.A. Dikshit and J.M. Pikal, *Carrier distribution, gain, and lasing in 1.3- $\mu\text{m}$  InAs-InGaAs quantum-dot lasers*, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 2, pp. 105–112, 2004.
- [244] J.-P. Reithmaier, R. Hoger, H. Riechert, A. Heberle, G. Abstreiter and G. Weimann, Band offset in elastically strained InGaAs/GaAs multiple quantum wells determined by optical absorption and electronic Raman scattering, *Applied Physics Letters*, vol. 56, no. 6, pp. 536–538, 1990.
- [245] V.A. Wilkinson, A.D. Prins, D.J. Dunstan, L.K. Howard and M.T. Emeny, Investigation of the band structure of the strained systems InGaAs/GaAs and InGaAs/AlGaAs by high-pressure photoluminescence, *Journal of Electronic Materials*, vol. 20, no. 7, pp. 509–516, 1991.
- [246] J.S. Tsang, C.P. Lee, S.H. Lee, K.L. Tsai, C.M. Tsai and J.C. Fan, Compositional disordering of InGaAs/GaAs heterostructures by low-temperature-grown GaAs layers, *Journal of Applied Physics*, vol. 79, no. 2, pp. 664–670, 1996.
- [247] S.K. Cheung, H. Wang, W. Huang and F. Jain, Optical characterization of InGaAs–GaAs multiple quantum wells using variable angle spectroscopic ellipsometry for designing tunable modulators, *Journal of Applied Physics*, vol. 81, no. 1, pp. 497–501, 1997.

- [248] H.C. Chui, E.L. Martinet, M.M. Fejer and J.S. Harris Jr., Short wavelength intersubband transitions in InGaAs/AlGaAs quantum wells grown on GaAs, *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 6, pp. 736–738, 1994.
- [249] T. Takagi, Refractive index of  $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$  prepared by vapor-phase epitaxy, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 17, no. 10, pp. 1813–1817, 1978.
- [250] S. Malik, E.C. Le Ru, D. Childs and R. Murray, Time-resolved studies of annealed InAs/GaAs self-assembled quantum dots, *Physical Review B*, vol. 63, no. 15, id. 155313 (6 pp.), 2001.
- [251] A. Luque, A. Martí, N. López, E. Antolín, E. Cánovas, C. Stanley, C. Farmer and P. Díaz, Operation of the intermediate band solar cell under nonideal space charge region conditions and half filling of the intermediate band, *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 9, id. 094503 (9 pp.), 2006.
- [252] J.-C. Lee and Y.-F. Wu, Intersublevel relaxation properties of self-assembled InAs/GaAs quantum dot heterostructures, in *Cutting Edge Nanotechnology* edited by D. Vasileska, p. 312, 2010.
- [253] W.K. Tan, H.-Y. Wong, A.E. Kelly, M. Sorel, J.H. Marsh and A.C. Bryce, Temperature behaviour of pulse repetition frequency in passively mode-locked InGaAsP/InP laser diode-experimental results and simple model, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 13, no. 5, pp. 1209–1214, 2007.
- [254] R.P. Sarzała, *Lasery złączowe dla nowoczesnych systemów światłowodowej telekomunikacji optycznej: fizyczna symulacja działania oraz optymalizacja wybranych struktur laserowych*, rozprawa habilitacyjna, Instytut Fizyki, Politechnika Łódzka, 2004.
- [255] E. Gini and H. Melchior, The refractive index of InP and its temperature dependence in the wavelength range from 1.2  $\mu\text{m}$  to 1.6  $\mu\text{m}$ , 8th International Conference on Indium Phosphide and Related Materials, Piscataway (USA), 21–25 April, 1996, *Conference Proceedings*, pp. 594–597.
- [256] J.P. Weber, Optimization of the carrier-induced effective index change in InGaAsP waveguides application to tunable Bragg filters, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 8, pp. 1801–1816, 1994.
- [257] S. Kakimoto and H. Watanabe, Intervalance band absorption in InP, *Journal of Applied Physics*, vol. 85, no. 3, pp. 1822–1824, 1999.
- [258] M. Bugajski and W. Lewandowski, Concentration-dependent absorption and photoluminescence of *n*-type InP, *Journal of Applied Physics*, vol. 57, no. 2, pp. 521–530, 1985.

- [259] S. Gehrsitz, F.K. Reinhart, C. Gourgon, N. Herres, A. Vonlanthen and H. Sigg, The refractive index of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  below the band gap: Accurate determination and empirical modeling, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 11, pp. 7825–7837, 2000.
- [260] C.H. Henry, R.A. Logan, F.R. Merrit and J.P. Luongo, The effect of intervalence band absorption on the thermal behavior of InGaAsP lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 19, no. 6, pp. 947–952, 1983.
- [261] D.I. Babić, J. Piprek, K. Streubel, R.P. Mirin, N.M. Margalit, D.E. Mars, J.E. Bowers and E.L. Hu, Design and analysis of double-fused 1.55- $\mu\text{m}$  vertical-cavity lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 8, pp. 1369–1383, 1997.
- [262] D.A. Louderback, M.A. Fish, J.F. Klem, D.K. Serkland, K.D. Choquette, G.W. Pickrell, R.V. Stone and P.S. Guilfoyle, Development of bottom-emitting 1300-nm vertical-cavity surface-emitting lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 4, pp. 963–965, 2004.
- [263] S.R. Johnson and T. Tiedje, Temperature dependence of the Urbach edge in GaAs, *Journal of Applied Physics*, vol. 78, no. 9, pp. 5609–5613, 1995.
- [264] J. Taylor and V. Tolstikhin, Intervalence band absorption in InP and related materials for optoelectronic device modeling, *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 3, pp. 1054–1059, 2000.
- [265] S. Adachi, Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , and  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ , *Journal of Applied Physics*, vol. 66, no. 12, pp. 6030–6040, 1989.
- [266] G.D. Gillen, C. DiRocco, P. Powers and S. Guha, Temperature-dependent refractive index measurements of wafer-shaped InAs and InSb, *Applied Optics*, vol. 47, no. 2, pp. 164–168, 2008.
- [267] K. Kasahara, Two-dimensional optoelectronic devices for future optical switching and information processing, *Optical and Quantum Electronics*, vol. 24, no. 8, pp. 783–800, 1992.
- [268] P. Enders, J. Piprek and M. Woerner, Intervalence band absorption in the AlGaAs mirror layers of long-wavelength vertical cavity lasers, *Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics*, vol. 11, pp. 234–235, 1997.
- [269] [www.batop.de](http://www.batop.de)

- [270] C. Grasse, G. Boehm, M. Mueller, T. Gruendl, R. Meyer and M.-C. Amann, Empirical modeling of the refractive index for (AlGaIn)As lattice matched to InP, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 25, no. 4, id. 045018 (4 pp.), 2010.
- [271] J. Piprek, *Semiconductor optoelectronic devices. Introduction to physics and simulation*, Academic Press, p. 94, 2003.
- [272] J.-W. Pan, M.-H. Chen and J.-I. Chyi, High performance phosphorus-free 1.3  $\mu\text{m}$  AlGaInAs/InP MQW lasers, *Journal of Crystal Growth*, vol. 201–202, no. 3, pp. 923–926, 1999.
- [273] F. Fiedler and A. Schlachetzki, Optical parameters of InP-based waveguides, *Solid State Electronics*, vol. 30, no. 1, pp. 73–83, 1987.
- [274] M.A. Afromowitz, Refractive index of  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , *Solid State Communications*, vol. 15, no. 1, pp. 59–63, 1974.
- [275] S.H. Wemple and M. DiDomenico Jr., Behavior of the electronic dielectric constant in covalent and ionic materials, *Physical Review B*, vol. 3, no. 4, pp. 1338–1351, 1971.
- [276] J.J. Dudley, D.L. Crawford and J.E. Bowers, Temperature dependence of the properties of DBR mirrors used in surface normal optoelectronic devices, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 4, pp. 311–314, 1992.
- [277] P. Lautenschlager, M. Garriga, and M. Cardona, Temperature dependence of the interband critical-point parameters of InP, *Physical Review B*, vol. 36, no. 9, pp. 4813–4820, 1987.
- [278] C. Ciminelli, V.M.N. Passaro, F. Dell’Olio and M.N. Armenise, Quality factor and finesse optimization in buried InGaAsP/InP ring resonators, *Journal of the European Optical Society — Rapid Publications*, vol. 4, id. 09032 (10 pp.), 2009.
- [279] F.M. Soares, *Photonic integrated true-time-delay beamformers in InP technology*, PhD thesis, Technische Universiteit Eindhoven, 2006.
- [280] S. Adachi, Refractive indices of III-V compounds: Key properties of InGaAsP relevant to device design, *Journal of Applied Physics*, vol. 53, no. 8, pp. 5863–5869, 1982.
- [281] H. Dejun and K.T. Chan, Refractive index of AlInGaAs layers in the transparent wavelength region, IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS) Annual Meeting, Boston, (USA), 31 October – 3 November, 1994, *Conference Proceedings*, vol. 2, pp. 349–350.

- [282] J. Piprek, M. Mehta and V. Jayaraman, Design and optimization of high-performance 1.3  $\mu\text{m}$  VCSELs, in *Proceedings of SPIE — Physics and simulation of optoelectronic devices XII* edited by M. Osiński, H. Amano and F. Henneberger, vol. 5349, pp. 375–384, 2004.
- [283] M.J.A. de Dood, A. Polman, T. Zijlstra and E.W.J.M. van der Drift, Amorphous silicon waveguides for microphotonics, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 2, pp. 649–653, 2002.
- [284] M.A. Green, Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, vol. 95, pp. 1305–1310, 2008.
- [285] I.H. Malitson, Interspecimen comparison of the refractive index of fused silica, *Journal of the Optical Society of America*, vol. 55, no. 10, pp. 1205–1208, 1965.
- [286] *HandBook of Optics. Vol. II* edited by M. Bass, E.W. Van Stryland, D.R. Williams and W.L. Wolfe, R.R. Donnelly & Sons Company, New York, USA, 1995.
- [287] T. Kitatani and M. Kondow, Characterization of the refractive index of lateral-oxidation-formed  $\text{Al}_x\text{O}_y$  by spectroscopic ellipsometry, *Japanese Journal of Applied Physics*, part 1, vol. 41, no. 5A, pp. 2954–2957, 2002.
- [288] D. Soler i Vilamitjana, *Amorphous silicon solar cells obtained by hot-wire chemical vapour deposition*, PhD Thesis, Departament de Física, Aplicada i Òptica, Universitat de Barcelona, 2004.
- [289] N. Yoshida, Y. Shimizu, T. Honda, T. Yokoi and S. Nonomura, A study of absorption coefficient spectra in a-Si:H films near the transition from amorphous to crystalline phase measured by resonant photothermal bending spectroscopy, *Journal of Non-Crystalline Solids*, vol. 354, no. 19–25, pp. 2164–2166, 2008.
- [290] R.N. Kré, M.L. Moussé, Y. Tchétché, F.X.D. Bouo Bella, B. Aka and P.A. Thomas, Optical absorption of the hydrogenated evaporated amorphous silicon, *International Journal of the Physical Sciences*, vol. 5, no. 6, pp. 675–682, 2010.
- [291] K. Nakagawa, H. Mikami, T. Ishikawa, Y. Shiraishi, A. Ejiri, H. Matsumoto and S. Matsumoto, VUV absorption spectroscopy of  $\text{SiO}_2$  thin film, *Ultraviolet Synchrotron Orbital Radiation Facility (UVSOR) Activity Report*, vol. 2004, p. 88, 2005.
- [292] H.A. Macleod and A. Macleod, *Thin Film Optical Filters*, 3rd edition, Taylor & Francis Group, Bristol, UK, p. 626, 2001.

- [293] M.E. Innocenzi, R.T. Swimm, M. Bass, R.H. French, A.B. Villaverde and M.R. Kokta, Room temperature optical absorption in undoped  $\alpha$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, *Journal of Applied Physics*, vol. 67, no. 12, pp. 7542–7546, 1990.
- [294] A.P. Bogatov, L.M. Dolginov, L.V. Druzhinina, P.G. Eliseev, L.N. Sverdlova and E.G. Shevchenko, Heterolasers on the base of solid solutions Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> and Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>Sb<sub>y</sub>As<sub>1-y</sub>, *Soviet Journal of Quantum Electronics*, vol. 1, p. 1281, 1974.
- [295] T. Yamamoto, K. Sakai, S. Akiba and Y. Suematsu, Fast pulse behaviour of InGaAsP/InP double-heterostructure lasers emitting at 1.27  $\mu$ m, *Electronics Letters*, vol. 13, no. 5, pp. 142–143, 1977.
- [296] T.P. Pearsall, B.I. Millev and R.J. Capik, Efficient lattice-matched double-heterostructure LED's at 1.1  $\mu$ m from Ga<sub>x</sub>In<sub>1-x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>, *Applied Physics Letters*, vol. 28, no. 9, pp. 499–501, 1976.
- [297] H.D. Law, L.R. Tomasetta and K. Nakano, Ion-implanted InGaAsP avalanche photodiode, *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 11, pp. 920–922, 1978.
- [298] M.A. Washington, R.E. Nahory, M.A. Pollak, and E.D. Beeka, High-efficiency In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>/InP photodetectors with selective wavelength response between 0.9 and 1.7  $\mu$ m, *Applied Physics Letters*, vol. 33, no. 10, pp. 854–857, 1978.
- [299] A. Kasukawa, T. Namegaya, T. Fukushima, N. Iwai and T. Kikuta, 1.3  $\mu$ m InAs<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>-InP strained-layer quantum-well laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 29, no. 6, pp. 1528–1535, 1993.
- [300] M. Yamamoto, N. Yamamoto and J. Nakano, MOVPE growth of strained InAsP/InGaAsP quantum well structures for low threshold 1.3  $\mu$ m lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 2, pp. 554–561, 1994.
- [301] K. Tai, G. Hasnain, J.D. Wynn, R.J. Fischer, Y.H. Wang, B. Weir, J. Gamelin and A.Y. Cho, 90% coupling of top surface emitting GaAs/AlGaAs quantum well laser output into 8  $\mu$ m diameter core silica fibre, *Electronics Letters*, vol. 26, no. 19, pp. 1628–1629, 1990.
- [302] F. Koyama, S. Kinoshita and K. Iga, Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser, *Applied Physics Letters*, vol. 55, no. 3, pp. 221–222, 1989.
- [303] A. Ibaraki, K. Kawashima, K. Furusawa, T. Ishikawa, T. Yamaguchi and T. Niina, Buried heterostructure GaAs/GaAlAs distributed Bragg reflector

- surface emitting laser with very low threshold (5.2 mA) under room temperature cw conditions, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 28, pp. L667–L668, 1989.
- [304] Y.J. Yang, T.G. Dziura, S.C. Wang, R. Fernandez and S. Wang, Large cw power, very low threshold, single transverse mode operation of vertical cavity mushroom structure surface emitting lasers, 49th Annual Device Research Conference, 1991, *Technical Digest*, IIA-4.
- [305] Y.H. Lee, J.L. Jewell, A. Scherer, J.P. Harbison and S.L. McCall, Room-temperature continuous-wave vertical-cavity single-quantum-well microlaser diodes, *Electronics Letters*, vol. 25, no. 20, pp. 1377–1378, 1989.
- [306] R.S. Geels and L.A. Coldren, Submilliamp threshold vertical-cavity laser diodes, *Applied Physics Letters*, vol. 57, no. 16, pp. 1605–1607, 1990.
- [307] J.L. Jewell, A. Scherer, S.L. McCall, Y.H. Lee, S.J. Walker, J.P. Harbison and L.T. Florez, Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface-emitting microlasers, *Electronics Letters*, vol. 25, no. 17, pp. 1123–1124, 1989.
- [308] A. Kasukawa, Y. Imajo, S. Kashiwa, T. Fukushima and H. Okamoto, Room temperature pulsed oscillation of GaInAsP/InP surface emitting laser diode with Bragg reflector grown by MOCVD, 48th Device Research Conference, 1990, VB-II.
- [309] H. Wada, D.I. Babic, D.L. Crawford, T.E. Reynolds, J.J. Dudley, J.E. Bowers, E.L. Hu, J.L. Merz, B.I. Miller, U. Koren and M.G. Young, Low threshold, high-temperature pulsed operation of InGaAsP/InP vertical cavity surface emitting lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 3, no. 11, pp. 977–979, 1991.
- [310] S. Kubota, F. Koyama and K. Iga, Low threshold current density operation of a 1.3  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP transmission-type surface-emitting laser, 11th Conference on Lasers and Electro-Optics, 1992, JThD5.
- [311] T. Tadokoro, H. Okamoto, Y. Kohama, T. Kawakami and T. Kurosawa, Room temperature pulsed operation of 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP vertical-cavity surface-emitting laser, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 4, no. 5, pp. 409–411, 1992.
- [312] T. Miyamoto, T. Uchida, N. Yokouchi, Y. Inaba, F. Koyama and K. Iga, A study on gain-resonance matching of CBE grown  $\lambda = 1.5 \mu\text{m}$  surface emitting lasers, IEEE Lasers and Electro-Optics Society 1992 Annual Meeting (LEOS'92), Boston (USA), 16–19 November, 1992, paper DLTA13.2.



- [313] T. Baba, K. Matsuoka, F. Koyama and K. Iga, Low threshold 1.3  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP flat-surface circular buried heterostructure surface emitting laser, 4th Optoelectronic Conference, 1992, 16C2-3.
- [314] T. Baba, K. Suzuki, Y. Yogo, K. Iga and F. Koyama, Threshold reduction of 1.3  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP surface emitting laser by a maskless circular planar buried heterostructure regrowth, *Electronics Letters*, vol. 29, no. 4, pp. 331–332, 1993.
- [315] N. Yokouchi, T. Uchida, T. Miyamoto, Y. Inaba, F. Koyama and K. Iga, An optical absorption property of highly beryllium-doped GaInAsP grown by chemical beam epitaxy, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 31, pp. 1255–1257, 1992.
- [316] T. Baba, K. Suzuki, Y. Yogo, K. Iga and F. Koyama, Low threshold room temperature pulsed and  $-57^\circ\text{C}$  cw operations of 1.3  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP circular planar buried heterostructure surface-emitting lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 5, no. 7, pp. 744–746, 1993.
- [317] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama and K. Iga, First room temperature cw operation of GaInAsP/InP surface emitting laser, Quantum Optoelectronics Topical Meeting, 1993, *Technical Digest*, PD2.
- [318] P. Shukla, T. Watanabe, J.C. Nino, J.S. Tulenko and S.R. Phillpot, Thermal transport properties of MgO and  $\text{Nd}_2\text{Zr}_2\text{O}_7$  pyrochlore by molecular dynamics simulation, *Journal of Nuclear Materials*, vol. 380, no. 1–3, pp. 1–7, 2008.
- [319] *CRC Handbook of Chemistry and Physics, Internet Version 2005*, <http://www.hbcpnetbase.com>, edited by D.R. Lide, CRC Press, Boca Raton, FL, sec. 12, 2005.
- [320] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama and K. Iga, Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser, *Electronics Letters*, vol. 29, no. 10, pp. 913–914, 1993.
- [321] S. Uchiyama and S. Kashiwa, GaInAsP/InP SBH surface emitting laser with Si/ $\text{Al}_2\text{O}_3$  mirror, *Electronics Letters*, vol. 31, no. 17, pp. 1449–1451, 1995.
- [322] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama and K. Iga, continuous wave GaInAsP/InP surface emitting lasers with a themally conductive MgO/Si mirror, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 33, part 1, no. 4A, pp. 1905–1909, 1994.

- [323] C.J. Hepburn, R. Sceats, D. Ramoo, A. Boland-Thoms, N. Balkan, M.J. Adams, A.J. Dann, S.D. Perrin, I. Reid, J. Reed, P. Cannard, M.A. Fisher, D.J. Elton and M.J. Harlow, Temperature dependent operation of 1.5  $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP VCSELs, *Superlattices and Microstructures*, vol. 32, no. 2–3, pp. 103–116, 2002.
- [324] T. Yagi, Y. Fujiwara, T. Nishino and Y. Hamakawa, Photoluminescence and Lattice Mismatch in InGaAs/InP, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 22, pp. L467–L469, 1983.
- [325] H.H. Yao, C.F. Lin, H.C. Kuo and S.C. Wang, MOCVD growth of AlN/GaN DBR structures under various ambient conditions, *Journal of Crystal Growth*, vol. 262, pp. 151–156, 2004.
- [326] T.C. Lu, C.-C. Kao, H.-C. Kuo, G.-S. Huang and S.-C. Wang, CW lasing of current injection blue GaN-based vertical cavity surface emitting laser, *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 14, id. 141102 (3 pp.), 2008.
- [327] H. Miyake, N. Masuda, Y. Ogawahara, M. Narukawa, K. Hiramatsu, T. Ezaki and N. Kuwano, Growth of crack-free AlGaIn on selective-area-growth GaN, *Journal of Crystal Growth*, vol. 310, no. 23, pp. 4885–4887, 2008.
- [328] J.-R. Chen, S.-C. Ling, C.-T. Hung, T.-S. Ko, T.-C. Lu, H.-C. Kuo and S.-C. Wang, High-reflectivity ultraviolet AlN/AlGaIn distributed Bragg reflectors grown by metalorganic chemical vapor deposition, *Journal of Crystal Growth*, vol. 310, no. 23, pp. 4871–4875, 2008.
- [329] O. Mitrofanov, S. Schmult, M.J. Manfra, T. Siegrist, N.G. Weimann, A.M. Sergent and R.J. Molnar, High-reflectivity ultraviolet AlGaIn/AlGaIn distributed Bragg reflectors, *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 17, id. 171101 (3 pp.), 2006.
- [330] M. Guden and J. Piprek, Material parameters of quaternary III–V semiconductors for multilayer mirrors at 1.55  $\mu\text{m}$  wavelength, *Modelling and Simulation in Materials Science and Engineering*, vol. 4, pp. 349–357, 1996.
- [331] S. Nakagawa, E. Hall, G. Almuneau, J.K. Kim, D.A. Buell, H. Kroemer and L.A. Coldren, 1.55- $\mu\text{m}$  InP-lattice-matched VCSELs with AlGaAsSb-AlAsSb DBRs, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 7, no. 2, pp. 224–230, 2001.
- [332] Y.-F. Lao, C.-F. Cao, H.-Z. Wu, M. Cao and Q. Gong, InAsP/InGaAsP quantum-well 1.3  $\mu\text{m}$  vertical-cavity surface-emitting lasers, *Electronics Letters*, vol. 45, no. 2, pp. 105–107, 2009.

- [333] Y.G. Zhang, J.X. Chen, Y.Q. Chen, M. Qi, A.Z. Li, K. Frøjdth and B. Stoltz, Characteristics of strain compensated 1.3  $\mu\text{m}$  InAsP/InGaAsP ridge waveguide laser diodes grown by gas source MBE, *Journal of Crystal Growth*, vol. 227–228, pp. 329–333, 2001.
- [334] P. Thiagarajan, A.A. Bernussi, H. Temkin, G.Y. Robinson, A.M. Sergent and R.A. Logan, Growth of 1.3  $\mu\text{m}$  InAsP/InGaAsP laser structures by gas source molecular beam epitaxy, *Applied Physics Letters*, vol. 67, no. 25, pp. 3676–3678, 1995.
- [335] S. Uchiyama, N. Yokouchi and T. Ninomiya, Continuous-wave operation up to 36°C of 1.3- $\mu\text{m}$  GaInAsP-InP vertical cavity surface-emitting lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 2, pp. 141–142, 1997.
- [336] N. Xiang, J. Lammasniemi, A.B. Kazantsev, M. Pessa, Study of light absorption in n-type and p-type GaInAs and the possibility of making 1.55- $\mu\text{m}$  GaInAs/InP Bragg mirrors, *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 10, no. 4, pp. 255–257, 1999.
- [337] J. Piprek and S.J.B. Yoo, Thermal comparison of long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes, *Electronics Letters*, vol. 30, no. 11, pp. 866–868, 1994.
- [338] [www.engineeringtoolbox.com](http://www.engineeringtoolbox.com)
- [339] T. Wipiejewski, H.-D. Wolf, L. Korte, W. Huber, G. Kristen, C. Hoyler, H. Hedrich, O. Kleinbub, T. Albrecht, J. Mueller, A. Orth, Z. Spika, S. Lutgen, H. Pflaeging, J. Harrasser, K. Droegemueller, V. Plickert, D. Kuhl, J. Blank, D. Pietsch, H. Stange and H. Karstensen, VCSELs for datacom applications, *Proceedings of SPIE*, vol. 3627, pp. 14–22, 1999.
- [340] S. Uchiyama, N. Yokouchi and T. Ninomiya, Low threshold room temperature continuous wave operation of 1.3 $\mu\text{m}$  GaInAsP/InP strained layer multi-quantum well surface emitting laser, *Electronics Letters*, vol. 32, no. 11, pp. 1011–1013, 1996.
- [341] B. Mroziewicz, M. Bugajski and W. Nakwaski, *Physics of Semiconductor Lasers*, North Holland, Amsterdam, 1991.
- [342] M.I. Dyakonov and V.Yu. Kachorovskii, Nonthreshold Auger recombination in quantum wells, *Physical Review B*, vol. 49, no. 24, pp. 17130–17138, 1994.
- [343] J. Wang, P. von Allmen, J.P. Leburton and K.J. Linden, Auger recombination in long-wavelength strained-layer quantum-well structures, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 5, pp. 864–875, 1995.

- [344] M. Silver, E.P. O'Reilly and A.R. Adams, Determination of the wavelength dependence of Auger recombination in long-wavelength quantum-well semiconductor lasers using hydrostatic pressure, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 9, pp. 155–1566, 1997.
- [345] C.H. Grein, M.E. Flatté, J.T. Olesberg, S.A. Anson, L. Zhang and T.F. Bogges, Auger recombination in narrow-gap semiconductor superlattices incorporating antimony, *Journal of Applied Physics*, vol. 92, no. 12, pp. 7311–7316, 2002.
- [346] K. Takemasa, T. Munakata, M. Kobayashi, H. Wada and T. Kamijoh, High-temperature operation of 1.3  $\mu\text{m}$  AlGaInAs strained multiple quantum well lasers, *Electronics Letters*, vol. 34, no. 12, pp. 1231–1233, 1998.
- [347] C.E. Zah, R. Bhat, B.N. Pathak, F. Favire, W. Lin, M.C. Wang, N.C. Andreadakis, D.M. Hwang, M.A. Koza, T.-P. Lee, Z. Wang, D. Darby, D. Flanders and J.J. Hsieh, High-performance uncooled 1.3- $\mu\text{m}$   $\text{Al}_x\text{Ga}_y\text{In}_{1-x-y}\text{As}/\text{InP}$  strained-layer quantum-well lasers for subscriber loop applications, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 30, no. 2, pp. 511–523, 1994.
- [348] J. Ko, B.J. Thibeault, Y. Akulova, E.R. Hegblom, B.D. Young and L.A. Coldren, MBE-grown strained AlInGaAs/AlGaAs vertical cavity lasers with low threshold currents and high output power, IEEE Lasers and Electro-Optics Society (LEOS) Annual Meeting, 18–19 November, 1996, pp. 388–389.
- [349] J. Ko, E.R. Hegblom, Y. Akulova, N.M. Margalit and L.A. Coldren, AlInGaAs/AlGaAs strained-layer 850 nm vertical-cavity lasers with very low thresholds, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 18, pp. 1550–1551, 1997.
- [350] Y. Qian, Z.H. Zhu, Y.H. Lo, H.Q. Hou, M.C. Wang and W. Lin, 1.3- $\mu\text{m}$  vertical-cavity surface-emitting lasers with double-doped GaAs-AlAs Bragg mirrors, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 1, pp. 8–10, 1997.
- [351] Z.L. Liao and D.E. Mull, Wafer fusion: A novel technique for optoelectronic device fabrication and monolithic integration, *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 8, pp. 737–740, 1990.
- [352] Y.H. Lo, R. Bhar, D.M. Hwang, M.A. Koza and T.P. Lee, Bonding by atomic rearrangement of InP/InGaAsP 1.5  $\mu\text{m}$  wavelength lasers on GaAs substrates, *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 18, pp. 1961–1963, 1991.
- [353] Y. Qian, Z.H. Zhu, Y.H. Lo, D.L. Huffaker, D.G. Deppe, H.Q. Hou, B.E. Hammons, W. Lin and Y.K. Tu, Long wavelength (1.3  $\mu\text{m}$ ) vertical-cavity surface-emitting lasers with a wafer-bonded mirror and an oxygen-implanted confinement region, *Applied Physics Letters*, vol. 71, no. 1, pp. 25–27, 1997.

- [354] N. Nishiyama, C. Caneau, G. Guryanov, X.S. Liu, M. Hu and C.E. Zah, High efficiency long wavelength VCSEL on InP grown by MOCVD, *Electronics Letters*, vol. 39, no. 5, pp. 437–439, 2003.
- [355] N. Nishiyama, C. Caneau, B. Hall, G. Guryanov, M. Hu, X.S. Liu, M.-J. Li, R. Bhat and C.E. Zah, Long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers on InP with lattice matched AlGaInAs-InP DBR grown MOCVD, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 11, no. 5, pp. 990–998, 2005.
- [356] [www.beamexpress.com](http://www.beamexpress.com)
- [357] S.A. Blokhin, N.A. Maleev, A.G. Kuzmenkov, A.V. Sakharov, M.M. Kulagina, Y.M. Shernyakov, I.I. Novikov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhlin, N.N. Ledentsov, G. Lin and J.Y. Chi, Vertical-cavity surface-emitting lasers based on submonolayer InGaAs quantum dots, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 42, no. 9, pp. 851–858, 2006.
- [358] H. Saito, K. Nishi, I. Ogura, S. Sugou and Y. Sugimoto, Room-temperature lasing operation of a quantum dot vertical-cavity surface-emitting laser, *Applied Physics Letters*, vol. 69, no. 21, pp. 3140–3142, 1996.
- [359] Z. Zou, D.L. Huffaker, S. Csutak and D.G. Deppe, Ground state lasing from a quantum-dot oxide-confined vertical-cavity surface-emitting laser, *Applied Physics Letters*, vol. 75, no. 1, pp. 22–24, 1999.
- [360] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, N.A. Maleev, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, M.V. Maximov, B.V. Volovik, Zh.I. Alferov and D. Bimberg, InAs-InGaAs quantum dot VCSEL's on GaAs substrates emitting at 1.3- $\mu\text{m}$ , *Electronics Letters*, vol. 36, no. 16, pp. 1384–1385, 2000.
- [361] H.C. Yu, J.S. Wang, Y.K. Su, S.J. Chang, F.I. Lai, Y.H. Chang, H.C. Kuo, C.P. Sung, H.P.D. Yang, K.F. Lin, J.M. Wang, J.Y. Chi, R.S. Hsiao, and S. Mikhlin, 1.3- $\mu\text{m}$  InAs-InGaAs quantum-dot vertical-cavity surface-emitting laser with fully doped DBRs grown by MBE, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 2, pp. 418–420, 2006.
- [362] D.G. Deppe, D.L. Huffaker, G. Park and O.B. Shchekin, Quantum dots: A new generation of semiconductor lasers?, *IEEE LEOS Newsletter*, vol. 14, pp. 3–6, 2000.
- [363] D. Bimberg, M. Grudmann and N.N. Ledentsov, Quantum dot heterostructures, John Wiley & Sons, Chichester, UK, 1999.

- [364] D. Ouyang, N.N. Ledentsov, R.L. Sellin, I.N. Kaiander and D. Bimberg, Impact of the mesa etching profiles on the spectral hole burning effects in quantum dot lasers, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 19, no. 5, pp. L43–L47, 2004.
- [365] R. Schur, F. Sogawa, M. Nishioka, S. Ishida and Y. Arakawa, Fabrication of vertical microcavity lasers with InGaAs/GaAs quantum dots formed by spinodal phase separation, 15th IEEE International Semiconductor Laser Conference, Haifa (Israel), 13–18 October, 1997, *Conference Proceedings*, paper PDP3, pp. 6–7.
- [366] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, A.Yu. Egorov, A.E. Zhukov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov and D. Bimberg, Vertical cavity lasers based on vertically coupled quantum dots, *Electronics Letters*, vol. 33, no. 13, pp. 1150–1151, 1997.
- [367] N.N. Ledentsov, M. Grandmann, F. Heinrichsdorff, D. Bimberg, V.M. Ustinov, A.E. Zhukov, M.V. Maximov, Zh.I. Alferov and J.A. Lott, Quantum-dot heterostructure lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 6, no. 3, pp. 439–451, 2000.
- [368] N.N. Ledentsov, D. Bimberg, V.M. Ustinov, J.A. Lott and Zh.I. Alferov, Quantum dot lasers: The promises come to reality, *Memoirs of The Institute of Scientific and Industrial Research*, vol. 57, pp. 80–87, 2000.
- [369] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov and D. Bimberg, Continuous wave 1.3  $\mu\text{m}$  InAs-InGaAs quantum dot VCSELs on GaAs substrates, Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO), Baltimore (USA), 6–11 May, 2001, *Technical Digest*, p. 137.
- [370] J.A. Lott, N.N. Ledentsov, V.M. Ustinov and D. Bimberg, Quantum dot vertical cavity lasers, Lasers and Electro-Optics Society (LEOS) Summer Topical Meetings, Copper Mountain (USA), 30 July – 1 August, 2001, pp. 17–18.
- [371] Y.H. Chang, P.C. Peng, W.K. Tsai, G. Lin, F. Lai, R.S. Hsiao, H.P. Yang, H.C. Yu, K.F. Lin, J.Y. Chi, S.C. Wang, and H.C. Kuo, Single-mode monolithic quantum-dot VCSEL in 1.3  $\mu\text{m}$  with sidemode suppression ratio over 30 dB, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 18, no. 7, pp. 847–849, 2006.
- [372] Y. Kohama, Y. Ohiso and T. Kurokawa, 0.85  $\mu\text{m}$  bottom-emitting vertical-cavity surface-emitting laser diode arrays grown on AlGaAs substrates, *Electronics Letters*, vol. 30, no. 17, pp. 1406–1407, 1994.
- [373] C. Kruse, S.M. Ulrich, G. Alexe, E. Roventa, R. Kröger, B. Brendemühl, P. Michler, J. Gutowski, and D. Hommel, Green monolithic II–VI vertical-cavity

- surface-emitting laser operating at room temperature, *Physica Status Solidi (b)*, vol. 241, no. 3, pp. 731–738, 2004.
- [374] E. Pougéoise, Ph. Gilet, N. Dunoyer, Ph. Grosse, S. Poncet, L. Grenouillet, Ph. Duvaut, A. Chelnokov, J.-M. Gérard, R. Hamelin and C. Rossat, Gallium arsenide second-window quantum dot VCSEL, *Physica Status Solidi (c)*, vol. 3, no. 3, pp. 395–398, 2006.
- [375] H.P.D. Yang, Y.H. Chang, F.I. Lai, H.C. Yu, Y.J. Hsu, G. Lin, R.S. Hsiao, H.C. Kuo, S.C. Wang and J.Y. Chi, Singlemode InAs quantum dot photonic crystal VCSELs, *Electronics Letters*, vol. 41, no. 20, pp. 1130–1132, 2005.
- [376] A. Yuen, Semiconductor sources: Telecom packaging improves reliability of high-power lasers, *Laser Focus World*, vol. 43, no. 7, pp. 83–89, 2007.
- [377] R.P. Sarzała, Modelling of the threshold operation of 1.3- $\mu\text{m}$  GaAs-based oxide-confined (InGa)As/GaAs quantum-dot vertical-cavity surface-emitting lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 6, pp. 629–639, 2004.
- [378] V. Celibert, E. Tranvouez, G. Guillot, C. Bru-Chevallier, L. Grenouillet, P. Duvaut, P. Gilet, P. Ballet and A. Million, MBE growth optimization and optical spectroscopy of InAs/GaAs quantum dots emitting at 1.3  $\mu\text{m}$  in single and stacked layers, *Journal of Crystal Growth*, vol. 275, no. 1–2, pp. e2313–e2319, 2005.
- [379] D.-S. Song, S.-H. Kim, H.-G. Park, C.-K. Kim and Y.-H. Lee, Single-fundamental-mode photonic-crystal vertical-cavity surface-emitting lasers, *Applied Physics Letters*, vol. 80, no. 21, pp. 3901–3903, 2002.
- [380] N. Yokouchi, A.J. Danner and K.D. Choquette, Two-dimensional photonic crystal confined vertical-cavity surface-emitting lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 9, no. 5, pp. 1439–1445, 2003.
- [381] N. Yokouchi, A.J. Danner and K.D. Choquette, Etching depth dependence of the effective refractive index in two-dimensional photonic crystal-patterned vertical-cavity surface-emitting laser structures, *Applied Physics Letters*, vol. 82, no. 9, pp. 1344–1346, 2003.
- [382] A.J. Danner, J.J. Raftery Jr, T. Kim, P.O. Leisher, A.V. Giannopoulos and K.D. Choquette, Progress in photonic crystal vertical cavity lasers, *IEICE Transactions on Electronics*, vol. E88-C, no. 5, pp. 944–950, 2005.
- [383] A.J. Danner, T.S. Kim and K.D. Choquette, Single fundamental mode photonic crystal vertical cavity laser with improved output power, *Electronics Letters*, vol. 41, no. 6, pp. 325–326, 2005.

- [384] H.P.D. Yang, F.I. Lai, Y.H. Chang, H.C. Yu, C.P. Sung, H.C. Kuo, S.C. Wang, S.Y. Lin and J.Y. Chi, Singlemode (SMSR  $> 40$  dB) proton-implanted photonic crystal vertical-cavity surface emitting lasers, *Electronics Letters*, vol. 41, no. 6, pp. 326–328, 2005.
- [385] N. Ikeda, Y. Sugimoto, Y. Watanabe, N. Ozaki, Y. Takata, Y. Tanaka, K. Inoue and K. Asakawa, Precise control of dry etching for nanometer scale air-hole arrays in two-dimensional GaAs/AlGaAs photonic crystal slabs, *Optics Communications*, vol. 275, no. 1, pp. 257–267, 2007.
- [386] T. Czyszanowski, R.P. Sarzała, M. Dems, W. Nakwaski, H. Thienpont and K. Panajotov, Optimal photonic-crystal parameters assuring single-mode operation of 1300 nm AlInGaAs vertical-cavity surface-emitting laser, *Journal of Applied Physics*, vol. 105, no. 9, pp. 093102/1–10, 2009



Lasery półprzewodnikowe są to źródła promieniowania spójnego, w których funkcję ośrodka czynnego pełni półprzewodnik. Przyrządy te mają obecnie ogromną liczbę zastosowań w: medycynie, technikach wojskowych, drukarkach laserowych, przyrządach do optycznego zapisu i odczytu informacji, czytnikach kodów kreskowych, miernikach do pomiaru odległości, systemach alarmowych i zdalnego sterowania, wskaźnikach optycznych, systemach skanujących powierzchnie itp. Wśród tej ogromnej liczby zastosowań pod względem zysków osiągniętych ze sprzedaży na rynku światowym dominują obecnie przyrządy przystosowane do pracy w systemach telekomunikacyjnych. W grupie tej coraz większą rolę odgrywa bazująca na światłowodach i źródłach promieniowania spójnego telekomunikacja optyczna. Umożliwia ona uzyskanie pasma transmisyjnego o parę rzędów szerszego niż dla konwencjonalnych źródeł fali elektromagnetycznej stosowanych w komunikacji wykorzystującej kable miedziane i fale radiowe. Spośród różnego rodzaju emiterów promieniowania, które można z powodzeniem stosować w zestawieniu ze światłowodami, najlepszym rozwiązaniem wydają się być lasery o powierzchniowej emisji promieniowania z pionowym rezonatorem, nazywane skrótowo laserami typu VCSEL (ang. *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*). Za takim wyborem przemawia wiele ich zalet, z czego najbardziej istotnymi są: praca na pojedynczym modzie podłużnym, mała rozbieżność wiązki, łatwość sprzęgania w pionie z innymi układami optoelektronicznymi oraz ich niski koszt przy masowej produkcji. Obecnie systemy wykorzystujące lasery typu VCSEL stanowią jedynie niewielką część rynku telekomunikacyjnego i są związane z sieciami o krótkim zasięgu, w których transmisja danych odbywa się z wykorzystaniem promieniowania o długości fali 850 nm. Przewiduje się, że do rewolucji rynku telekomunikacyjnego dojdzie dopiero po wprowadzeniu na szeroką skalę laserów typu VCSEL generujących promieniowanie o długości fali równej 1.3  $\mu\text{m}$  (II okno optyczne telekomunikacji światłowodowej). Z tego powodu badania prowadzone w ramach niniejszej pracy ograniczają się do tej właśnie klasy laserów złączowych, dostosowanych do systemów telekomunikacyjnych tzw. II generacji.

**ISBN 978-83-7283-882-7**