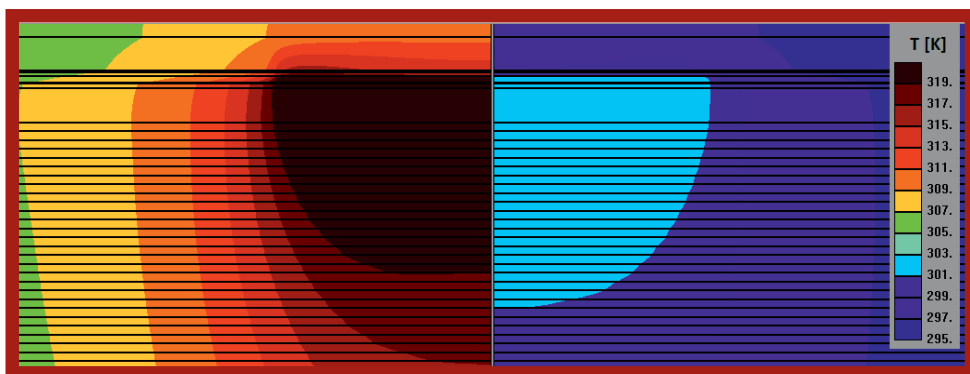


# Modelowanie jednomodowych laserów półprzewodnikowych emitujących powierzchniowo promieniowanie podczerwone

Jarosław Walczak, Tomasz Czystanowski



Monografie Politechniki Łódzkiej  
Łódź 2016

# **Modelowanie jednomodowych laserów półprzewodnikowych emitujących powierzchniowo promieniowanie podczerwone**

Jarosław Walczak  
Tomasz Czyszanowski

Monografie Politechniki Łódzkiej  
Łódź 2016

Recenzenci:  
**dr hab. inż. Robert Sarzała**  
**dr hab. inż. Katarzyna Pernal**

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 978-83-7283-885-8**

Reprodukcja z materiałów dostarczonych przez Autorów

Nakład 50 egz. Ark. wyd. 10,8. Ark. druk. 11,0. Papier offset. 80 g, 70 x 100  
Wykonano w Drukarni „Quick-Druk” s.c. 90-562 Łódź, ul. Łąkowa 11  
Nr 2240

---

# SPIS TREŚCI

---

Wykaz wybranych oznaczeń .....	5
Streszczenie .....	9
Podziękowania .....	11
1 Półprzewodnikowe lasery z pionową wnęką rezonansową .....	12
1.1 Wstęp .....	12
1.2 VCSEL: laser o emisji powierzchniowej z pionową wnęką rezonansową .....	15
1.3 OP-VECSEL: optycznie pompowany laser o emisji powierzchniowej z zewnętrzną wnęką rezonansową .....	21
1.4 EP-VECSEL: elektrycznie pompowane lasery o emisji powierzchniowej z zewnętrzną wnęką rezonansową .....	24
1.5 Rozwiązania konstrukcyjne wykorzystywane w technologii fosforkowej .....	27
1.6 Studnia kwantowa .....	27
1.7 Złącze tunelowe jako ograniczenie elektryczne oraz warstwa redukująca niskoprzewodzący obszar typu p. ....	28
1.8 DBR .....	31
1.9 Technologia <i>wafer fusion</i> .....	32
1.10 Podfalowa siatka dyfrakcyjna .....	33
2 Cele pracy .....	35
3 Zjawiska fizyczne determinujące pracę laserów bliskiej podczerwieni .....	37
3.1 Zjawiska optyczne .....	37
3.2 Wzmocnienie optyczne .....	40
3.3 Zjawiska elektryczne .....	40
3.4 Zjawiska termiczne .....	42
3.5 Ograniczenia mocy w reżimie jednomodowym .....	45
3.6 Ogniskowanie termiczne .....	46
4 Model numeryczny wykorzystywany w symulacjach .....	48
4.1 Model zjawisk optycznych .....	48
4.2 Model zjawisk elektrycznych i dyfuzji .....	59
4.3 Model zjawisk termicznych .....	66
4.4 Model wzmocnienia .....	70
4.5 Algorytm obliczeń progowych .....	71
4.6 Model nadprogowy .....	74
4.7 Zgodność modelu z eksperymentem .....	79
4.8 Dane materiałowe .....	79

5	VCSEL .....	83
5.1	Opis struktury lasera VCSEL.....	83
5.2	Kalibracja modelu numerycznego lasera VCSEL na podstawie eksperymentu.....	85
5.3	Mechanizm selektywnego ograniczania modów poprzecznych przez dodatkową aperturę optyczną .....	97
5.3.1	Wprowadzenie i założenia. ....	99
5.3.2	Głębokość trawienia .....	100
5.3.3	Apertura optyczna i elektryczna .....	102
5.3.4	Dyskryminacja modowa – różne scenariusze ograniczenia modów w zależności od parametrów pierścienia .....	105
5.3.5	Moc maksymalna w reżymie jednomodowym .....	107
5.3.6	Podsumowanie .....	110
6	OP-VECSEL .....	112
6.1	Opis struktury lasera OP-VECSEL.....	112
6.2	Kalibracja modelu numerycznego lasera OP-VECSEL na podstawie eksperymentu .....	114
6.3	Optymalizacja struktury lasera OP-VECSEL .....	119
6.3.1	Wprowadzenie i założenia. ....	119
6.3.2	Optymalizacja rozpraszaczy ciepła .....	123
6.3.3	Optymalizacja siatki HCG.....	126
6.3.4	Analiza własności emisyjnych .....	129
6.3.5	Podsumowanie .....	131
7	EP-VECSEL.....	133
7.1	Opis struktury lasera EP-VECSEL.....	133
7.2	Kalibracja modelu numerycznego lasera EP-VECSEL na podstawie eksperymentu .....	135
7.3	Optymalizacja konstrukcji lasera EP-VECSEL .....	137
7.3.1	Optymalizacja poziomu domieszkowania warstwy InP .....	137
7.3.2	Optymalizacja geometrii złącza tunelowego .....	139
7.3.3	Optymalizacja geometrii diamentowego rozpraszacza ciepła.....	146
8	Podsumowanie .....	151
	Bibliografia .....	154
	Charakterystyka zawodowa autorów .....	169

---

# WYKAZ WYBRANYCH OZNACZEŃ

---

$A$  – monomolekularny współczynnik rekombinacji

$B$  – bimolekularny współczynnik rekombinacji

$C$  – współczynnik rekombinacji Augera

$c$  – prędkość światła w próżni

$D$  – współczynnik dyfuzji ambipolarnej

$\mathbf{E}$  – natężenie pola elektrycznego fali elektromagnetycznej

$E_{c,v}$  – energia w paśmie przewodnictwa, walencyjnym

$E_g$  – szerokość przerwy energetycznej

$E_{hh, lh}$  – poziom dziur ciężkich, lekkich

$e$  – elementarny ładunek elektryczny

$F_{c,v}$  – quasi-poziom Fermiego dla elektronów, dziur

$G$  – szybkość generacji nośników

$g$  – wzmocnienie optyczne (materiałowe)

$g_a$  – gęstość mocy wchodzącej do obszaru czynnego na jednostkę powierzchni  
(laser OP-VECSEL)

$G_m$  – wzmocnienie modowe

$G_{lp}$  – wzmocnienie modu LP

$g_T$  – gęstość mocy źródeł ciepła

$h$  – stała Plancka

$\hbar = h/2\pi$  – zredukowana stała Plancka, inaczej stała Diraca

$\mathbf{H}$  – natężenie pola magnetycznego fali elektromagnetycznej

$I$  – natężenie prądu

$I_{int}$  – natężenie promieniowania rozchodzącego się wewnątrz rezonatora lasera

$j$  – gęstość prądu

- $j_c$  – gęstość prądu przepływającego przez kontakty
- $j_{n,p}$  – gęstość prądu dla elektronów, dziur
- $j_s$  – gęstość wstecznego prądu nasycenia
- $k$  – przewodność cieplna
- $k_B$  – stała Boltzmanna
- $LP_{\ell m}$  – rząd modu
- $M$  – pędowy element macierzowy
- $m_0$  – spoczynkowa masa elektronu
- $m_{e, hh, lh}$  – masa efektywna elektronu, ciężkiej i lekkiej dziury
- $N_c$  – efektywna gęstość stanów dla pasma przewodnictwa
- $N_v$  – efektywna gęstość stanów dla pasma walencyjnego
- $N_D$  – koncentracja donorów
- $N_A$  – koncentracja akceptorów
- $n$  – nadmiarowa koncentracja elektronów
- $n_b$  – koncentracja nośników w barierach obszaru czynnego
- $n_{ic}$  – koncentracja swobodnych nośników
- $n_g$  – grupowy współczynnik załamania światła
- $n_R$  – współczynnik załamania światła
- $P$  – moc promieniowania
- $p$  – nadmiarowa koncentracja dziur
- $R$  – tempo przejść rekombinacyjnych
- $R_C$  – rezystywność kontaktów
- $r$  – odległość od osi symetrii
- $\mathbf{r}$  – wektor położenia w symetrii cylindrycznej
- $r_A$  – promień obszaru czynnego
- $T$  – temperatura
- $t$  – czas
- $U$  – napięcie

- $z$  – przestrzenna współrzędna pionowa
- $Z_{th}$  – impedancja termiczna
- $\alpha$  – współczynnik absorpcji
- $\beta_{pn}$  – parametr równania diodowego złącza pn
- $n_{pn}$  – współczynnik kształtu charakterystyki złącza
- $\varepsilon$  – przenikalność dielektryczna ośrodka
- $\eta_{inj}$  – sprawność wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego
- $\Gamma$  – współczynnik wypełnienia obszaru czynnego
- $\nu$  – częstotliwość
- $\lambda_p$  – długość fali promieniowania pompującego
- $\Lambda$  – funkcja opisująca poszerzenie wzmocnienia
- $\mu_n$  – ruchliwość elektronów
- $\mu_p$  – ruchliwość dziur
- $\rho$  – oporność (rezystywność) elektryczna
- $\rho_r^{2D}$  – dwuwymiarowa zredukowana gęstość stanów
- $\sigma$  – przewodność elektryczna
- $\sigma_a$  – parametr wiązki gaussowskiej
- $\varphi$  – potencjał elektrostatyczny
- $\phi_n$  – quasi-potencjał Fermiego dla elektronów
- $\phi_p$  – quasi-potencjał Fermiego dla dziur
- $\chi$  – powinowactwo elektronowe
- CW – *Continuous Wave* – reżim fali ciągłej, tzn. praca lasera emitującego promieniowanie o stałym w czasie natężeniu
- DBR – *Distributed Bragg Reflector* – zwierciadło braggowskie
- HCG – *High Contrast Grating* – siatka o wysokim kontraście współczynnika załamania światła
- TJ – *Tunnel Junction* – złącze tunelowe
- VCSEL – *Vertical Cavity Surface Emitting Laser* – laser o emisji powierzchniowej z pionową wnęką rezonansową



EP-VECSEL – *Electrically Pumped Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*  
– laser elektrycznie pompowany o emisji powierzchniowej z pionową, zewnętrzną wnęką rezonansową,

OP-VECSEL – *Optically Pumped Vertical External Cavity Surface Emitting Laser* –  
laser optycznie pompowany o emisji powierzchniowej z pionową, zewnętrzną  
wnęką rezonansową

W pracy przyjąłem zapis liczb zgodny z notacją angielską, gdzie separatorem znaków dziesiętnych jest kropka.

---

# STRESZCZENIE

---

Niniejsza monografia dotyczy numerycznej analizy i optymalizacji półprzewodnikowych laserów o emisji powierzchniowej, zarówno laserów typu VCSEL (*Vertical Cavity Surface Emitting Laser*), jak i optycznie oraz elektrycznie pompowanych laserów typu VECSEL (*Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*) emitujących promieniowanie z zakresu 1310-1550 nm. Praca skupia się na analizie rozwiązań konstrukcyjnych umożliwiających uzyskanie maksymalnej mocy i/lub maksymalnej sprawności w reżimie emisji jednomodowej.

Część pracy dotycząca opisu uzyskanych wyników podzielona jest na trzy rozdziały dotyczące analizy laserów typu VCSEL, analizy optycznie pobudzanych laserów typu VECSEL (OP-VECSEL) oraz elektrycznie pobudzanych laserów typu VECSEL (EP-VECSEL). Każdy z trzech rozdziałów odnosi się do analizy wcześniej wykonanych struktur laserowych przez zespół *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* (EPFL) w Szwajcarii, dzięki czemu parametry wykorzystywanych modeli numerycznych mogły być dobrane w taki sposób, aby precyzyjnie odtwarzały zachowania rzeczywistych struktur laserowych. W związku z powyższym każdy z trzech rozdziałów poświęcony opisowi uzyskanych wyników poprzedzony jest analizą porównawczą laserowych charakterystyk eksperymentalnych i numerycznych.

W pierwszym z trzech rozdziałów poświęconych wynikom przeprowadzonej analizy numerycznej opisano badania dotyczące wpływu efektu falowodowego na dyskryminację modów poprzecznych wyższych rzędów w przypadku lasera typu VCSEL. Badany był wpływ ograniczenia optycznego w postaci wytrawionych obszarów o cylindrycznym kształcie umieszczonych we wnęce rezonansowej i wypełnionych powietrzem. W wyniku przeprowadzonej analizy wykazano bardzo silny efekt eliminacji modów poprzecznych wyższych rzędów z obszaru czynnego, który nie był okupiony wzrostem strat optycznych modu podstawowego. Efekt taki nie był dotąd obserwowany w żadnym innym rodzaju ograniczenia optycznego wykorzystywanego w laserach typu VCSEL.

W drugim rozdziale poświęconemu analizie laserów typu OP-VECSEL przedstawiono nowatorską konstrukcję wykorzystującą dwa rozwiązania. Pierwsze rozwiązanie dotyczy wykorzystania dwóch warstw diamentowych pozwalających efektywniej odprowadzić ciepło z obszaru czynnego w porównaniu do standardowych laserów typu VECSEL. Drugie rozwiązanie polega natomiast na wyeliminowaniu zwierciadeł braggowskich i zastąpieniu ich siatkami podfalowymi o wysokim kontraście współczynnika załamania światła (*high-contrast grating*) umożliwiającymi selektywne odbicie i transmisję różnych długości fal świetlnych, co pozwala na osiowe pobudzenie tego lasera.

Zaproponowane rozwiązania przyczyniają się do niemal dwukrotnego wzrostu sprawności omawianego lasera. Dzięki wykorzystaniu obu rozwiązań struktura lasera VECSEL może zostać niezwykle uproszczona i może on stanowić zintegrowany pasywny element umieszczany na końcówce światłowodu, który transformuje wielodomowe promieniowanie prowadzone w światłowodzie na promieniowanie o większej długości fali, o znacząco mniejszej szerokości spektralnej oraz, co jest własnością omawianej struktury, o długości emitowanej fali niemal niezależnej od temperatury.

W trzecim rozdziale dotyczącym laserów typu EP-VECSEL przeprowadzono dogłębną analizę wstrzykiwania prądu do obszaru czynnego lasera. W tym celu skupiono się na analizie i optymalizacji poziomu domieszkowania oraz grubości warstwy odpowiedzialnej za doprowadzanie prądu do obszaru czynnego. W dalszej kolejności, w celu zapewnienia w obszarze czynnym możliwie najbardziej zbliżonego rozkładu gęstości nośników do rozkładu Gaussa, zaproponowano wykorzystanie wytrawionego złącza tunelowego w kształcie dysku otoczonego współosiowym pierścieniem. W ostatnim etapie pracy przeanalizowano wpływ diamentowych rozpraszaczy ciepła na redukcję temperatury we wnętrzu struktury lasera EP-VECSEL.

W pracy przedstawiono rozwiązania konstrukcyjne dotyczące laserów o emisji powierzchniowej, które mogą zwiększyć sprawność tego typu struktur. Niektóre z zaproponowanych rozwiązań mogą posiadać bezpośrednie zastosowanie w technologii tego typu struktur przyczyniając się do poprawy systemów telekomunikacyjnych oraz systemów spektroskopowych.

---

# PODZIĘKOWANIA

---

Autorzy pragną podziękować całemu Zespołowi Fotoniki za celne uwagi, cenne dyskusje, ogromną pomoc merytoryczną oraz życzliwą atmosferę podczas realizacji pracy. W szczególności dziękujemy panu doktorowi habilitowanemu Robertowi Sarzale, profesorowi Politechniki Łódzkiej, za udostępnienie plików składających się na projekt programu RPSMES, którego jest autorem. Ponadto dziękujemy doktorom Maciejowi Demsowi, Michałowi Wasiakowi, Łukaszowi Piskorskiemu, Marcinowi Gębskiemu oraz magistrowi Adamowi Sokołowi za możliwość korzystania z oprogramowania ich autorstwa.

Prowadzone badania realizowane były w Zespole Fotoniki Instytutu Fizyki Politechniki Łódzkiej przy częściowym wsparciu finansowym z grantów:

- NCN DEC-2011/03/N/ST7/03343
- Swiss National Science Foundation SCOPES IZ73ZO-128019
- NCBiR LIDER/17/5//L-2/10/NCBiR/2011
- Europejski Fundusz Rozwoju Regionalnego POIG.01.03.01-00-159/08 InTechFun

---

# 1 PÓŁPRZEWODNIKOWE LASERY Z PIONOWĄ WNĘKĄ REZONANSOWĄ

---

## 1.1 WSTĘP

Od czasów gdy Schawlow i Townes w 1958 roku zapostulowali możliwość skonstruowania lasera [1] oraz gdy dwa lata później Maiman zademonstrował działający laser rubinowy [2], technologia laserowa odcisnęła niezwykle silne piętno na współczesnej cywilizacji, zwanej cywilizacją informacyjną. Obecnie lasery stanowią podstawowe elementy sieci światłowodowych umożliwiając transmisję ogromnej ilości danych, ich przechowywanie oraz przetwarzanie. Wykorzystywane są ponadto w robotyce i automatyce w układach sensorycznych, medycynie, holografii, obróbce materiałów i wielu innych specyficznych zastosowaniach, w których wykorzystuje się oddziaływanie spójnego, monochromatycznego promieniowania z materią. Jeden z ważniejszych przełomów w historii laserów wiąże się ze skonstruowaniem przez Halla w 1962 roku lasera półprzewodnikowego [3], [4]. W porównaniu z laserami gazowymi czy laserami na ciele stałym, lasery półprzewodnikowe wyróżniają się znacznie mniejszymi rozmiarami, większą efektywnością, niezawodnością, niskimi kosztami produkcji i łatwością ich użytkowania. Lasery półprzewodnikowe stanowią płaskorównoległościenną płytkę wykonaną z wielu równoległych warstw półprzewodnikowych, spośród których część stanowi tak zwany obszar czynny generujący promieniowanie. Typowe rozmiary lasera w płaszczyźnie warstw są kilkaset razy większe niż w kierunku poprzecznym. Pierwsze realizowane konstrukcje emitowały promieniowanie laserowe w kierunku równoległym do warstw (emisja krawędziowa). Tego typu emisja charakteryzuje się eliptyczną, silnie rozbieżną wiązką oraz widmem o znacznej szerokości spektralnej. Zaledwie dwa lata później po pierwszej realizacji lasera półprzewodnikowego Melngailis zademonstrował laser o emisji powierzchniowej [5], wskazując, iż taka konstrukcja rozwiąże oba problemy nękające lasery o emisji krawędziowej: rozbieżność emitowanej wiązki i znaczną szerokość spektralną emitowanego widma oraz dodatkowo umożliwi konstruowanie laserów o znacznie większych aperturach a także integrowanie ich w dwuwymiarowych macierzach. Dwanaście lat później Iga zademonstrował podobną konstrukcję lasera o emisji powierzchniowej [6], co obecnie powszechnie uważa się za początek historii laserów o emisji powierzchniowej typu VCSEL (*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser*). Tego typu konstrukcje umożliwiają najdalej posuniętą miniaturyzację

laserów oraz rekordowo niskie zużycie energii elektrycznej, co sprawia, iż współcześnie najczęściej wykorzystuje się tego typu konstrukcje do integracji z układami elektronicznymi. Podobnie jak lasery o emisji krawędziowej, lasery o emisji powierzchniowej umożliwiają generację promieniowania w szerokim zakresie spektralnym począwszy od światła ultrafioletowego po podczerwień (o długościach emitowanej fali między innymi: 392 nm [7], 412 nm [8], 463 nm [9], 640 nm [10], 660 nm [11], 770 nm [12], 960-980 nm [13], 983 nm [14], 1300 nm [15], 1500 nm [16], 1550 nm [17]) oraz umożliwiają otrzymanie wielkich mocy emitowanego promieniowania ( $<1 \text{ kW/cm}^2$ ) poprzez integrowanie laserów w matryce, jednak uzyskiwana w ten sposób wiązka laserowa posiada silną rozbieżność a jej przekrój znacząco odbiega od profilu gaussowskiego. Przyczyną takiej sytuacji jest wielość modów poprzecznych wzbudzanych w tego typu laserach, co ściśle wiąże się ze specyfiką elektrycznego zasilania laserów typu VCSEL. Ograniczenie ilości wzbudzanych modów poprzecznych, które są odpowiedzialne za niską jakość emitowanej wiązki, jest możliwe poprzez ograniczenie rozmiarów poprzecznych obszaru czynnego lasera do rozmiarów zbliżonych do długości fali co z kolei ogranicza moc emitowanego promieniowania do wartości poniżej 1 W. Zastosowanie większych obszarów czynnych uniemożliwia jednorodne wstrzykiwanie do nich prądu, a to powoduje wzbudzenie dużej liczby modów poprzecznych pogarszających jakość emitowanej wiązki. **Naturalnym kierunkiem dalszego rozwoju laserów typu VCSEL jest poszukiwanie rozwiązań umożliwiających zwiększenie średnicy obszaru czynnego przy jednoczesnym zachowaniu emisji jednomodowej.**

Uzyskanie znacznej emitowanej mocy przy jednoczesnym zachowaniu dobrej jakości emitowanego promieniowania wymaga wykorzystania bardziej zaawansowanych struktur. Takich, które posiadają rozległe obszary czynne mogące generować dużą moc świetlną, zapewniają odpowiedni rozkład wzbudzonych nośników w obszarze czynnym oraz wykorzystują zewnętrzne elementy optyczne wspierające selekcję podstawowego modu poprzecznego. Jednym z możliwych sposobów spełnienia jednorodnego rozkładu nośników w obszarze czynnym jest optyczne pobudzenie lasera. W takim przypadku wielkość obszaru czynnego jest narzucana przez obecność pobudzonych nośników i jego wielkość można modyfikować za pomocą rozmiaru wiązki pompującej, co umożliwia skalowanie emitowanej mocy [18], [19], [20]. Selekcja modów poprzecznych możliwa jest dzięki wykorzystaniu ruchomego zewnętrznego zwierciadła sferycznego [18]. Tak skonstruowany układ nosi nazwę optycznie pompowanego lasera o emisji powierzchniowej z zewnętrzną wnęką rezonansową. Powszechnie używa się angielskiego akronimu OP-VECSEL, którego rozwinięcie jest następujące: *Optically-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser*. Działanie lasera typu OP-VECSEL można określić jako transformowanie promieniowania laserowego. Laser ten może zostać pobudzony za pomocą wiązki laserowej o szerokim widmie spektralnym,

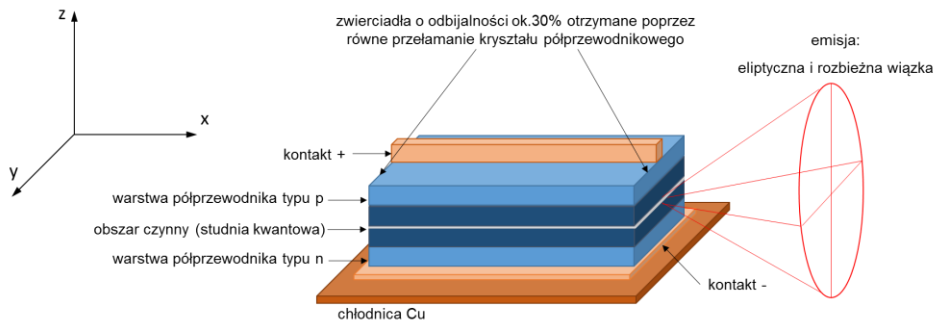
a uzyskane promieniowanie wzbudzone w laserze OP-VECSEL charakteryzować się będzie wąską charakterystyką spektralną i większą długością fali. Dodatkowo obecność zewnętrznego zwierciadła pozwala sterować własnościami spektralnymi emitowanej wiązki poprzez możliwość umieszczania we wnęce rezonansowej elementów optycznych, w szczególności kryształów nieliniowych. Stąd też lasery typu OP-VECSEL wykorzystuje się do generacji kolejnych harmonicznych, które umożliwiają uzyskanie promieniowania laserowego z zakresu widma światła widzialnego i ultrafioletu. **Faktycznym ograniczeniem emitowanej mocy przez tego typu konstrukcje jest dostępność źródeł laserowych pompujących laser OP-VECSEL oraz efektywność odprowadzania generowanego ciepła.** Inną ich wadą są znaczne rozmiary w porównaniu z laserami typu VCSEL, rzędu kilkunastu centymetrów w przypadku realizacji komercyjnych. Wynika to z faktu, iż w urządzeniu takim oprócz właściwego lasera znajduje się służący do pobudzenia laser diodowy dużej mocy wraz z niezbędnymi elementami optycznymi do formowania wiązki pompującej.

Następnym krokiem rozwoju tego typu struktur jest zastosowanie elektrycznego pompowania do pobudzenia lasera typu VCSEL (EP-VECSEL: *Electrically-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser*), co w konsekwencji umożliwia redukcję rozmiarów, złożoności układu, a także i kosztów wytwarzania tego typu urządzeń. Zaletą laserów EP-VECSEL, odziedziczoną po laserach OP-VECSEL jest wykorzystanie zewnętrznego zwierciadła umożliwiającego uzyskanie wysokiej jakości emitowanej wiązki. **Obecnie główną barierą hamującą rozwój efektywnych laserów typu EP-VECSEL jest brak możliwości jednorodnego wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego o bardzo dużej średnicy.** Ten nierozwiązany problem uniemożliwia efektywną generację promieniowania przez lasery EP-VECSEL o znacznej mocy oraz wysokiej jakości emitowanej wiązki.

W pracy skupiono się na analizie pracy laserów emitujących promieniowanie z zakresu 1310-1550 nm. Urządzenia działające w tym zakresie są wykorzystywane w wielu dziedzinach, poczynając od telekomunikacji światłowodowej (1310 i 1550 nm są to odpowiednio II i III okno transmisyjne odpowiadające niskiej wartości tłumienności dla światłowodów kwarcowych [21], [22]), poprzez technologię WDM (*Wavelength Division Multiplexing* – zwielokrotnianie w dziedzinie długości fali za pomocą światła laserowego [23]), detektory gazów (w których lasery służą jako wąsko widmowe źródła światła, których promieniowanie, w przypadku pojawienia się konkretnego gazu, jest przez ten gaz absorbowane [24]), optyczne wzmacniacze Ramana [25], światłowodowe czujniki Bragga [26], a kończąc na szeregu zastosowań w biomedycynie [27], [28].

## 1.2 VCSEL: LASER O EMISJI POWIERZCHNIOWEJ Z PIONOWĄ WNĘKĄ REZONANSOWĄ

W typowym laserze diodowym o emisji krawędziowej wygenerowane w obszarze czynnym światło rezonuje pomiędzy równoległymi zwierciadłami w płaszczyźnie warstw półprzewodnikowych (Rys. 1.1) (warstwy te nazywane są także warstwami epitaksjalnymi, co wynika ze sposobu ich wykonywania w procesie epitaksji z wiązek molekularnych [MBE – *Molecular Beam Epitaxy* [29], [30]], bądź w procesie osadzania warstw na powierzchni materiałów poprzez stosowanie związków metaloorganicznych w formie gazowej [MOCVD – *Metal Organic Chemical Vapor Deposition* [31], [32]]). Dzięki swojej konfiguracji oraz dzięki odpowiedniemu doborowi parametrów warstw tworzących taki laser, promieniowanie w głównej mierze propaguje w obszarze czynnym na całej drodze pokonywanej wewnątrz struktury laserowej. Taka konfiguracja umożliwiła intensywną generację fotonów w procesie rekombinacji wymuszonej, a wystarczające sprzężenie zwrotne zapewniają naturalne zwierciadła powstałe w wyniku łupania przeciwległych krawędzi lasera wzdłuż płaszczyzny krystalograficznej.



Rys. 1.1. Schemat lasera krawędziowego

Pobudzenie lasera na całej długości obszaru czynnego zapewniają kontakty doprowadzające prąd, które umieszczone są na przeciwległych płaszczyznach struktury epitaksjalnej. Dzięki nim prąd wstrzykiwany jest do obszaru czynnego w kierunku prostopadłym do płaszczyzny, w której propaguje promieniowanie. Uwaga ta jest kluczowa w kontekście rozpatrywania różnic pomiędzy laserami emitującymi promieniowanie z krawędzi a strukturami emitującymi promieniowanie powierzchniowo.



Główne niedoskonałości emisyjne laserów o emisji krawędziowej wynikają przede wszystkim z geometrii struktury.

1) Długość emitowanej fali w laserze krawędziowym stanowi zwykle setną bądź tysięczną część długości rezonatora. Powoduje to, iż w zakresie widmowym, w którym możliwa jest emisja wymuszona w rezonansie znajduje się wiele modów podłużnych. Zatem każdy z tych modów może brać udział w procesie emisji wymuszonej. W efekcie widmo emitowanej wiązki składa się z wielu modów, co przyczynia się do jej znacznej szerokości spektralnej.

2) Temperatura lasera znacząco wpływa na długość emitowanej przez niego fali.

3) Inną wadą dotyczącą kształtu emitowanej wiązki, a która także wynika z budowy lasera, jest rozmiar obszaru czynnego w płaszczyźnie emisji. Rozmiar apertury w kierunku pionowym (wzdłuż osi  $z$ ) wytworzonej przez tak zwane warstwy falowodowe jest rzędu długości fali, co przyczynia się do silnej dyfrakcji promieniowania. Wiązka emitowana przez laser krawędziowy posiada zatem przekrój eliptyczny, który wymaga korekty za pomocą zewnętrznych elementów optycznych w celu uzyskania kołowego przekroju wiązki wymaganego w licznych zastosowaniach.

4) Lasery krawędziowe są stosunkowo drogie w produkcji. Wysoki koszt produkcji wynika głównie z braku możliwości testowania struktur bezpośrednio na płycie półprzewodnikowej. Ze względu na zwierciadła otrzymane poprzez przełamanie kryształu półprzewodnikowego, testowane mogą być pojedyncze, gotowe urządzenia.

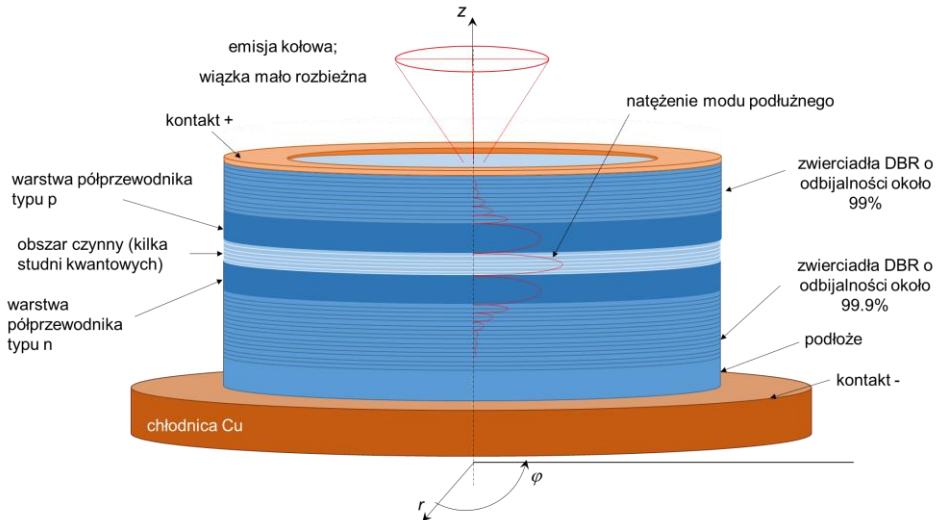
5) Ostatnią niedoskonałością laserów krawędziowych, która wymaga zaznaczenia w kontekście ich własności emisyjnych, jest brak prostej możliwości integrowania ich w dwuwymiarowych matrycach, co umożliwiłoby uzyskanie dużej emitowanej mocy.

Powyższe powody stały się impulsem dla rozwoju laserów o emisji powierzchniowej (Rys. 1.2). W laserach tych rezonans promieniowania optycznego odbywa się w kierunku prostym do warstw epitaksjalnych struktury. Kontrola grubości warstw epitaksjalnych jest możliwa z nanometrową dokładnością, co umożliwia wykonywanie bardzo cienkich warstw, znacznie cieńszych niż minimalna grubość niezbędna do utworzenia wnęki rezonansowej (długość odpowiadająca połowie długości fali). Odwrócenie kierunku emisji w stosunku do laserów krawędziowych, przy zachowaniu zbliżonej geometrii struktury skutkuje tym, iż:

1) długość wnęki rezonansowej jest porównywalna z długością fali, zatem tylko jeden mod podłużny może znaleźć się w spektralnym obszarze dodatkowego wzmocnienia obszaru czynnego, w którym możliwa jest emisja wymuszona, co znacząco redukuje spektralną szerokość wiązki względem konstrukcji krawędziowej;

2) rozmiar obszaru emisji nie jest ograniczony strukturą epitaksjalną, lecz może być kształtowany z większą swobodą, co eliminuje problem eliptycznego kształtu emitowanej wiązki;

3) emisja pionowa umożliwia dowolne rozmieszczenie emiterów w płaszczyźnie warstw epitaksjalnych.



Rys. 1.2. Schemat lasera o emisji powierzchniowej typu VCSEL. Rysunek nie jest w skali: grubość obszaru czynnego to zwykle ok. 100 nm (pojedynczej studni kilka nm), grubość zwierciadeł typu DBR kilka  $\mu\text{m}$ , a średnica całego lasera kilkaset mikrometrów

Obszar czynny, podobnie jak w laserach krawędziowych, stanowi warstwę lub kilka warstw epitaksjalnych o łącznej grubości nieprzekraczającej dziesiątych części mikrometra. Rodzi to problem, który nie istniał w przypadku laserów krawędziowych. W strukturach emitujących przez powierzchnię promieniowanie nie propaguje wzdłuż obszaru czynnego tak jak w laserach krawędziowych, ale prostopadle do niego. W konsekwencji promieniowanie tylko na bardzo niewielkim odcinku całej pokonywanej drogi bierze udział w procesie rekombinacji wymuszonej. Gdyby w laserze o emisji powierzchniowej lustro było utworzone jako interfejs między warstwą półprzewodnika a powietrzem (jak ma to miejsce w laserach o emisji krawędziowej) jego odbijalność byłaby niewystarczająca aby zapewnić odpowiednią ilość odbitych fotonów do zainicjowania akcji laserowej. Aby zapewnić ich niezbędną ilość należy zamknąć wnękę rezonansową z jednej strony zwierciadłem całkowicie odbijającym, z drugiej zaś zwierciadłem umożliwiającym emisję nieznacznej ilości promieniowania, co sprowadza się do stosowania zwierciadeł o odbijalności przekraczającej 95%. Rolę takich zwierciadeł pełnią rozproszone reflektory

Bragga, nazywane również zwierciadłami Bragga. Powszechnie używany jest także ich angielski akronim DBR (*distributed Bragg reflector*). Zwierciadła typu DBR składają się z naprzemiennych ćwierćfalowych warstw o znacząco różnym współczynniku załamania. Typowy rezonator optyczny lasera VCSEL składa się z ponad 30 par warstw ćwierćfalowych stanowiących zwierciadło braggowskie o blisko stuprocentowej odbijalności, wnęki rezonansowej, wewnątrz której znajduje się obszar czynny oraz drugiego zwierciadła o odbijalności powyżej 95% składającego się z kilkunastu do blisko trzydziestu par warstw ćwierćfalowych.

Podobnie jak w przypadku laserów krawędziowych kontakty doprowadzające prąd do struktury są umieszczane na przeciwległych płaszczyznach epitaksjalnych. W przypadku struktur emitujących przez powierzchnię prąd płynie w kierunku równoległym do kierunku propagacji. Rodzi to fundamentalny problem, utrudniający znacząco projektowanie laserów typu VCSEL, a jego choćby częściowe rozwiązanie w określonych półprzewodnikowych grupach materiałowych warunkuje możliwość konstruowania laserów typu VCSEL.

Dostarczenie prądu do centralnej części lasera w najprostszy sposób wymagałoby umieszczenia przeciwległych kontaktów w osi optycznej lasera. Konfiguracja taka znacząco redukuje sprawność lasera, ponieważ propagujące wzdłuż osi optycznej lasera promieniowanie napotykałoby silnie absorbujące metaliczne warstwy kontaktowe. Fakt ten wymusza pierścieniową geometrię przynajmniej jednego z kontaktów, pozostawiając w ten sposób obszar wolny od silnie absorbującego metalu, przez który promieniowanie może zostać wyemitowane. Odsunięty od osi optycznej kontakt elektryczny zasila nieefektywnie obszar czynny w pobliżu osi optycznej. Konieczne zatem jest umieszczenie wewnątrz struktury lasera obszaru izolującego (ograniczenia prądowego), który zmusza prąd do płynięcia w pobliżu osi optycznej. Możliwość taką stwarza implantacja protonami [33] bądź częściowa oksydacja warstw półprzewodnikowych [34] (inne metody rzadziej stosowane zostaną omówione w dalszej części). Druga z wymienionych metod, która obecnie wykorzystywana jest powszechnie w przypadku laserów typu VCSEL wykonanych w technologii arsenkowej umożliwia nie tylko kontrolę przepływu prądu przez środek struktury, ale także na skutek niskiego współczynnika załamania warstwy oksydowanej, może wprowadzać silny efekt falowodowy skupiający promieniowanie w osi lasera. Średnica ograniczenia optycznego ma wpływ nie tylko na średnicę wiązki, ale także na własności spektralne emitowanego promieniowania. Mała średnica, mniejsza niż dwu- bądź trzykrotność długości fali zapewnia istnienie w strukturze tylko jednego modu poprzecznego – modu podstawowego, którego kształt w płaszczyźnie obszaru czynnego jest bliski przebiegowi funkcji Gaussa. Zwiększanie apertury optycznej umożliwia modom wyższych rzędów zogniskowanie wewnątrz apertury optycznej i udział w akcji laserowej.

Wykorzystanie ograniczenia prądowego powoduje nierównomierny rozkład gęstości prądu w obszarze czynnym. Większość prądu kumuluje się przy granicy

apertury elektrycznej, a efekt ten jest tym silniejszy im większa jest średnica apertury elektrycznej. W skrajnych przypadkach dodatkowo wzmocnienie może występować w obszarze w kształcie pierścienia w pobliżu granicy apertury elektrycznej. Wówczas poprzeczny mod podstawowy nie przykrywa się z obszarem o dodatnim wzmocnieniu i nie zostaje wzbudzony. Wzbudzone natomiast zostaje wiele modów poprzecznych, których maksima natężenia znajdują się w pobliżu krawędzi apertury elektrycznej. Długości fal tych modów mogą różnić się w sposób zauważalny, co prowadzi do poszerzenia widmowego jak i poszerzenia przestrzennego emitowanej wiązki w płaszczyźnie emisji. Jednak oba rodzaje poszerzeń są znacznie mniejsze niż te mające miejsce w przypadku typowych konstrukcji laserów krawędziowych. Jak wcześniej zostało zauważone, uzyskanie wiązki w pełni jednomodowej jest możliwe w przypadku wykorzystania apertur optycznych o niewielkich średnicach, co ogranicza wartość emitowanej mocy. W praktyce jednomodowe lasery typu VCSEL osiągają moce nieprzekraczające 20 mW [35], [36].

Lasery typu VCSEL teoretycznie mogą umożliwić generację promieniowania o długościach emitowanych fal od ultrafioletu do podczerwieni. W zależności od barwy emitowanego światła znajdują one zastosowanie w różnych dziedzinach:

- światło widzialne – urządzenia wyświetlające, projektory, napędy/dyski optyczne (płyty Blu-Ray, DVD), optoelektronika użytkowa (drukarki, wskaźniki laserowe):
  - światło niebieskie oraz zielone emitują lasery VCSEL z obszarem czynnym opartym na związkach GaN-AlGaIn [37], [38],
  - światło czerwone o długościach fali około 630-670 nm emitują lasery VCSEL z obszarem czynnym opartym na związkach GaInAlP–GaAs [39],
- światło o długości fali 780 nm (stosowane w czytnikach płyt CD) emitują lasery VCSEL ze studniami kwantowymi zbudowanymi ze związku AlGaAs o zawartości glinu 14% [40];
- lasery emitujące światło o długości fali 850 nm najczęściej stosowane są w bardzo szybkiej komunikacji optycznej: lokalnych sieciach LAN (*Local Area Network*) oraz sieciach pamięci masowej SAN (*Storage Area Network*). Lasery te znalazły również zastosowanie m.in. jako emitery promieniowania w cyfrowych systemach monitoringowych oraz w myszach komputerowych, a także jako czujniki wilgoci i gazu. Wykonywane są ze związków AlGaAs/GaAs, a apertura elektryczna jest otrzymywana dzięki oksydacji [41], skupiającej światło w osi lasera, co prowadzi do redukcji strat dyfrakcyjnych [42]. Dzięki temu można otrzymać niski prąd progowy [43], [44] oraz dużą szybkość modulacji [45]. Lasery VCSEL emitujące tę długość fali są

obecnie najszybszymi, bezpośrednio modulowanymi źródłami światła. Obecny rekord wynosi 71 Gb/s [46], a komercyjnie dostępne są urządzenia o szybkości modulacji przekraczającej 10 Gbit/s [47], [48], [49]. Dodatek indu zamiast glinu do obszaru czynnego tychże laserów umożliwia otrzymanie emisji 980 nm. Taka długość fali, oprócz zastosowania w komunikacji optycznej, wykorzystywana jest także do pompowania wzmacniaczy światłowodowych domieszkowanych Erbium (EDFA – *Erbium Doped Fiber Amplifier*) [50];

- światło podczerwone, wykorzystywane w telekomunikacji światłowodowej, detekcji gazów, komunikacji w otwartej przestrzeni oraz w biomedycynie i optycznych wzmacniaczach Ramana:
  - 1180 nm otrzymywane jest z laserów z obszarem czynnym opartym na bazie GaInNAs/GaAs [51],
  - 1310 nm pierwszy raz otrzymane zostało z lasera zbudowanego ze studni kwantowych z InGaAsP/InP [6]. Jednakże związek ten posiada liczne wady: znaczącą rekombinację Augera oraz dużą absorpcję między pasmową. Ponadto różnica we współczynnikach załamania światła InP oraz InGaAsP jest mała, co utrudnia konstrukcję zwierciadeł DBR. Dlatego obecnie do generacji tej długości fali częściej stosuje się związki InAlGaAs [52]. Na potrzeby transmisji w okolicach 1300 nm stosuje się także związki GaInNAs [53], jednakże w tym wypadku nadmierna ilość azotu, decydująca o przesunięciu emitowanego spektrum w stronę dłuższych fal, pogarsza parametry pracy lasera. Dla potrzeb emisji 1310 nm próbowano także użyć studni kwantowych wykonanych z GaAsSb na podłożu GaAs [54],
  - 1550 nm otrzymuje się z laserów z obszarem czynnym ze studniami kwantowymi wykonanymi z InAlGaAs [55], [56]. Jako aperturę elektryczną w takich laserach stosuje się złącze tunelowe, gdyż oksydacja związków na bazie InP jest niemożliwa. Wykorzystanie nowoczesnych technik produkcji, opisanych w dalszej części pracy, pozwoliło laserom z omawianego zakresu emitowanej długości fali zbliżyć się do 10 mW emitowanej mocy wyjściowej [56].

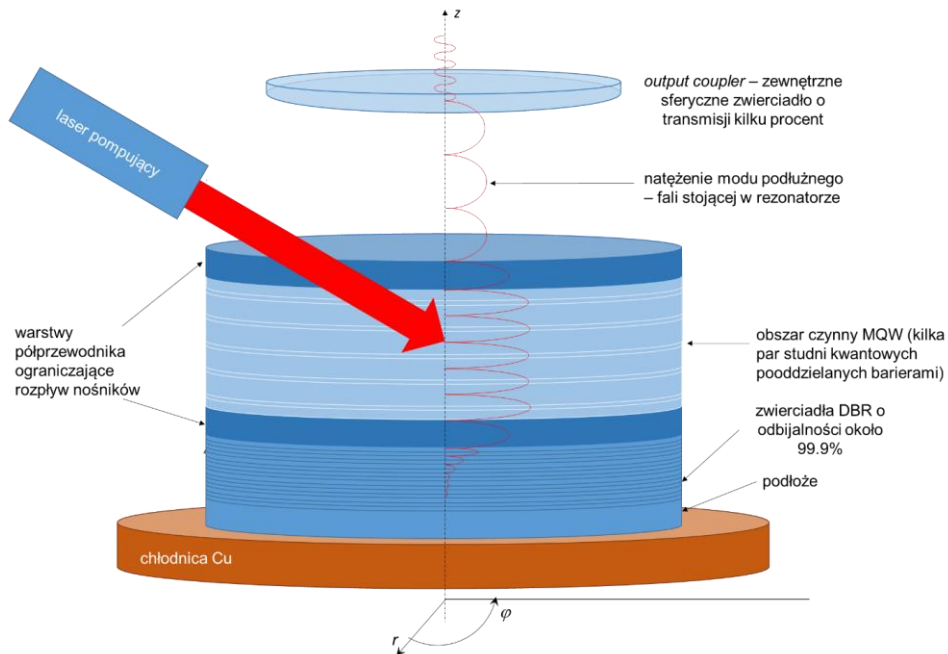
Najpopularniejszą konstrukcją laserów VCSEL jest struktura w formie mezy z górnym kontaktem w kształcie pierścienia umieszczonym na zwierciadle DBR, a dolnym, również w formie pierścienia, naniesionym na górnej powierzchni warstwy podłożowej (Rys. 1.2). Konstrukcję taką można zrealizować w przypadku przewodzących zwierciadeł DBR, która praktycznie istnieje jedynie w przypadku laserów wykonywanych w technologii arsenkowej. We wszystkich pozostałych

przypadkach trudności związane z uzyskaniem odpowiednio przewodzących zwierciadeł i jednocześnie zapewniających niemal całkowite odbicie promieniowania jest bardzo trudne do zrealizowania. W takich przypadkach stosuje się konstrukcje ze wstrzykiwaniem nośników bezpośrednio do wnęki rezonansowej tzw. *intracavity injection* (dokładniejszy opis w rozdziale 5.1). 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 w nich promieniowania.

Powyższy opis pokazuje, iż lasery typu VCSEL są urządzeniami o dużej sprawności, w niektórych przypadkach przekraczającej 50%, i w odniesieniu do ich bardzo niewielkich rozmiarów umożliwiają uzyskanie relatywnie dużej emitowanej mocy w reżimie jednomodowym. Jednak w wielu zastosowaniach niezbędna jest wiązka laserowa charakteryzująca się znacznie większą mocą przy zachowaniu podstawowego modu poprzecznego. Takie możliwości daje optycznie pompowany laser o emisji powierzchniowej z zewnętrzną wnęką rezonansową.

### 1.3 OP-VECSEL: OPTYCZNIE POMPOWANY LASER O EMISJI POWIERZCHNIOWEJ Z ZEWNĘTRZNĄ WNĘKĄ REZONANSOWĄ

W związku z trudnością uzyskania znacznych emitowanych mocy i jednocześnie wysokiej jakości wiązki przez lasery typu VCSEL wydaje się bardzo pożądane skonstruowanie lasera półprzewodnikowego, który tak jak inne lasery półprzewodnikowe charakteryzowałby się niewielkimi rozmiarami oraz swobodą wyboru długości emitowanej fali, ale zapewniałby jednocześnie moc emitowaną jak i jakość wiązki zbliżone do tych generowanych przez lasery na ciele stałym lub lasery gazowe. Lasery typu OP-VECSEL, jeśli obecnie nie w pełni łączą wszystkie te cechy to z całą pewnością są bardzo dobrym kompromisem pomiędzy wymienionymi często przeciwstawnymi własnościami. Główna różnica w budowie laserów OP-VECSEL względem laserów typu VCSEL wynika z optycznego sposobu ich pobudzania za pomocą wiązki laserowej pochodzącej z innego lasera. Drugim odróżniającym elementem budowy jest zastąpienie jednego ze zwierciadeł typu DBR zewnętrznym zwierciadłem sferycznym (Rys. 1.3). Struktura laserowa w postaci półprzewodnikowej wnęki rezonansowej wraz z dolnym zwierciadłem Bragga stanowi główną część lasera typu VECSEL i w dalszej części rozprawy będzie nazywana zwierciadłem aktywnym.



Rys. 1.3. Schemat optycznie pobudzonego lasera o emisji powierzchniowej VECSEL

Brak górnego zwierciadła typu DBR ułatwia wiązce pompującej pobudzenie obszarów znajdujących się w pobliżu obszaru czynnego. W celu zwiększenia efektywności pompowania optycznego, powierzchnia zwierciadła aktywnego zostaje pokryta warstwą antyodblaskową. Długość fali wiązki pompującej musi być dobrana tak, aby możliwa była absorpcja promieniowania w obszarach czynnych jak i w warstwach je otaczających. Na skutek absorpcji promieniowania pompującego następuje wzbudzenie elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Wzbudzone elektrony, dyfundując trafiają do obszarów czynnych, gdzie dochodzi do inwersji obsadzeń i zachodzi rekombinacja promienista, a fotony tam powstałe mogą brać udział w emisji wymuszonej. Generowana fala świetlna posiada większą długość fali (mniejszą energię) niż fala wiązki pompującej. Wzbudzone elektrony mogą rekombinować także w sposób niepromienisty przyczyniając się do generacji ciepła. Aby zmaksymalizować proces emisji wymuszonej, stosuje się odpowiednie sposoby rozmieszczania obszarów czynnych [57], ułatwiających równomierne dostarczanie do nich nośników. Wiązka pompująca może nie zostać w pełni zaabsorbowana w obszarze, w którym zostały rozmieszczone obszary czynne. Wówczas trafia do dolnego zwierciadła Bragga, gdzie również może zostać zaabsorbowana, lecz wzbudzone tam elektrony nie trafiają do obszaru aktywnego na skutek periodycznego kształtu pasma przewodnictwa wewnątrz zwierciadeł Bragga

i przez to następuje ich rekombinacja niepromienista. Wiązka pompująca może zostać odbita od dolnego zwierciadła i powtórnie wziąć udział w pobudzeniu elektronów w części lasera gdzie znajdują się obszary czynne. Laser pompujący zazwyczaj emituje wiązkę rozbieżną, jednak użycie zewnętrznych elementów optycznych umożliwia skupianie wiązki na powierzchni aktywnego zwierciadła i której poprzeczny kształt wiązki może być zbliżony do rozkładu Gaussa. W konsekwencji radialny rozkład wzbudzonych elektronów także będzie zachowywał kształt zbliżony do funkcji Gaussa. Taki rozkład nośników faworyzuje wzbudzanie podstawowego modu poprzecznego. Zewnętrzne zwierciadło, którego odległość od zwierciadła aktywnego może być zmieniana umożliwia modyfikację średnicy modu. Średnica modu poprzecznego uzależniona jest od jego rzędu i jest tym większa im mod jest wyższego rzędu. Zatem mod podstawowy, który jest modem najniższym doznaje najmniejszych strat, ponieważ najlepiej dopasowuje się do obszaru o dodatnim wzmocnieniu. Dzięki możliwości przesuwania zewnętrznego zwierciadła można dobrać tak jego położenie, aby średnica modu podstawowego nieznacznie przekraczała średnicę obszaru dodatniego wzmocnienia, a wtedy maksima natężeń modów wyższych rzędów mogą znaleźć się poza lub na skraju obszaru o dodatnim wzmocnieniu. Dzięki tym dwóm mechanizmom możliwe jest uzyskanie akcji jednomodowej w szerokim zakresie emitowanych mocy. Dodatkowo dzięki obszernej zewnętrznej wnęcie rezonansowej możliwa jest kontrolna ilości modów podłużnych dzięki umieszczeniu w niej etalonu [58].

Własności cieplne laserów typu OP-VECSEL wymagają bardzo dokładnej analizy w procesie ich projektowania. Możliwość emisji mocy świetlnej rzędu wielu watów wymaga efektywnego odprowadzenia mocy cieplnej o porównywalnej wartości z obszaru aktywnego zwierciadła, którego rozmiary boczne są mniejsze niż 1 mm. Zbyt wysoka temperatura wewnątrz obszaru czynnego przyczynia się do spadku efektywności przechwytywania nośników przez obszary czynne i do zanikania akcji laserowej, co objawia się malejącą zależnością mocy wyjściowej od mocy pompującej. Największym oporem cieplnym w strukturze lasera OP-VECSEL charakteryzują się zwierciadła typu DBR, przez które odpyływa ciepło w kierunku chłodnicy. Ich periodyczna budowa powoduje odbijanie fononów, przez co efektywna przewodność termiczna takich zwierciadeł staje się znacznie mniejsza niż przewodność materiałów, z których wykonane jest takie zwierciadło [59]. W celu rozproszenia generowanego ciepła stosuje się warstwę diamentową o bardzo dużej przewodności umieszczaną na aktywnym zwierciadle. Jej obecność powoduje, że ciepło, które jest generowane w obszarze czynnym nie płynie wąskim strumieniem do chłodnicy, ale jest przekazywane do rozpraszacza ciepła, tam rozpyływa się w kierunku radialnym i ponownie trafia do aktywnego zwierciadła, gdzie szerokim strumieniem spływa do chłodnicy. Szeroki strumień ciepła obniża opór cieplny urządzenia i przez to temperatura w obszarze czynnym zostaje zmniejszona.



Obecny stan rozwoju laserów OP-VECSEL może świadczyć o ich znacznym zaawansowaniu pod względem własności emisyjnych jak i pod względem wysokiej efektywności działania. W reżimie fali ciągłej CW udało się jak dotąd osiągnąć rekordowe 106 W emisji dla długości emitowanej fali 1  $\mu\text{m}$  [60], a także 8 W dla 1.3  $\mu\text{m}$  [61]. Bolączką pozostają trudności w efektywnym odprowadzaniu ciepła oraz znaczny rozmiar tych urządzeń, który związany jest bezpośrednio ze sposobem ich pobudzenia. W tych dwóch aspektach można obecnie upatrywać możliwości dalszego rozwoju laserów typu OP-VECSEL.

Lasery OP-VECSEL znajdują zastosowanie w dziedzinach, w których niezbędne jest dysponowanie źródłami o większych mocach emitowanego promieniowania [62], jak na przykład wysokiej mocy czerwone (650 nm) źródła laserowe wykorzystywane w wyświetlaczach, otrzymane przez podwojenie częstotliwości laserów o długości emitowanej fali 1300 nm [63], bądź kilkuwatowe lasery pompujące we wzmacniaczach Ramana [25]. Ogromną zaletą lasera VECSEL jest także możliwość umieszczania elementów optycznych wewnątrz zewnętrznej wnęki rezonansowej, wytworzonej pomiędzy zewnętrznym zwierciadłem sferycznym a elementem czynnym. Elementami, które można umieszczać wewnątrz wnęki rezonansowej mogą być na przykład kryształy nieliniowe w celu zwielokrotniania częstotliwości, bądź półprzewodnikowe nasycalne absorbery SESAM (*Semiconductor Saturable Mirror*) w celu generacji piko-sekundowych impulsów [64], bądź też filtr Lyota (półfalowy filtr dwójtomny) w celu osiągnięcia bardzo wąskich linii spektralnych o szerokości około 0.1 nm (dla długości emitowanej fali ok. 970 nm) przy zachowaniu stabilności generowanej częstotliwości na poziomie 5 kHz [65], co może mieć zastosowanie w wysoko rozdzielczej spektroskopii.

Lasery OP-VECSEL bez wątpliwości są strukturami wysoce zaawansowanymi, które dają ogromne możliwości modyfikacji generowanej wiązki. Wysoka jakość emitowanej przez nie wiązki wynika z optycznego pompowania, który to sposób pobudzenia jest jednocześnie wadą tego typu urządzeń, gdyż uniemożliwia ich miniaturyzację. Rozwiązanie tego problemu mogą przynieść lasery typu VECSEL pompowane elektrycznie.

## 1.4 EP-VECSEL: ELEKTRYCZNIE POMPOWANE LASERY O EMISJI POWIERZCHNIOWEJ Z ZEWNĘTRZNĄ WNĘKĄ REZONANSOWĄ

Efektywne rozwiązanie elektrycznego zasilania laserów typu VECSEL jest niezwykle pożądane z uwagi na możliwość znacznej redukcji rozmiaru całego urządzenia. Generacja światła w laserze EP-VECSEL na skutek elektrycznego pobudzenia obszaru czynnego umożliwia pozbycie się pompy laserowej wraz z elementami optycznymi skupiającymi wiązkę pompującą w laserze OP-VECSEL.

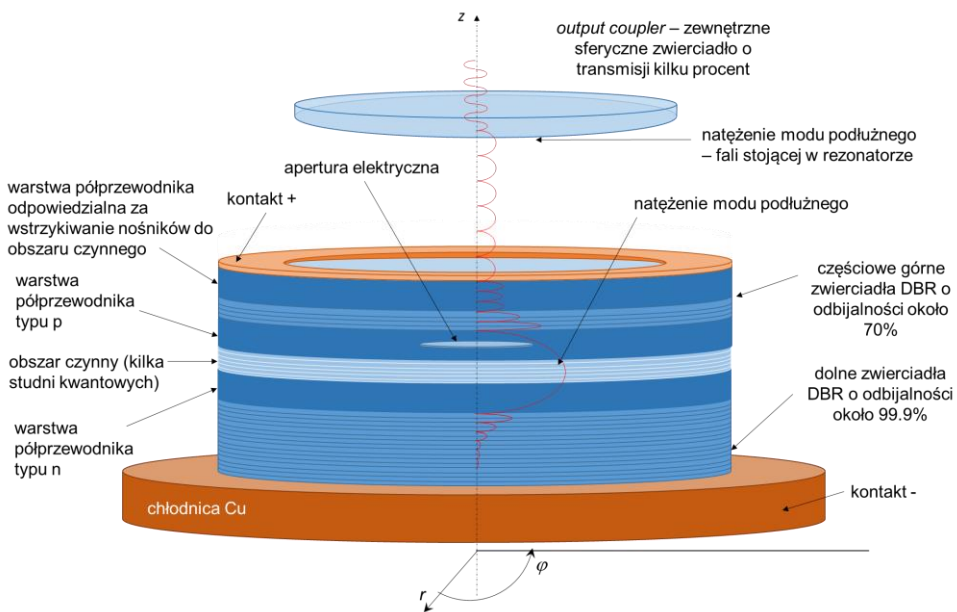
Podobieństwo zaś obu typów laserów przejawia się w obecności zewnętrznego zwierciadła, które ułatwia kontrolę emisji modu poprzecznego. Największą trudnością przy konstruowaniu elektrycznie pompowanych struktur jest rozwiązanie problemu jednorodnego wstrzykiwania prądu do obszaru czynnego. W celu uzyskania znacznej emitowanej mocy obszar czynny powinien posiadać możliwie największą powierzchnię. Prąd, który jest wstrzykiwany za pomocą pierścieniowego kontaktu, w znaczącej większości przepływa w pobliżu krawędzi obszaru czynnego, przyczyniając się do silnie niejednorodnego rozkładu gęstości prądu w płaszczyźnie obszaru czynnego. Efekt ten jest tym intensywniejszy im większą średnicę posiada obszar czynny. Niejednorodny rozkład gęstości prądu uniemożliwia wzbudzanie modu podstawowego, natomiast sprzyja wzbudzeniu wielu modów wyższych rzędów [66]. Podobnie jak w laserach typu VCSEL, tak i w laserach EP-VECSEL wstrzykiwanie prądu do obszaru czynnego jest radialnie ograniczane przez warstwy oksydowane bądź implantację protonami [67]. W celu ujednoczenia wstrzykiwanego prądu stosuje się warstwy rozpraszające prąd (*current spreading layer*). Jednak ich stosowanie nie przynosi oczekiwanych rezultatów w postaci zapewnienia rozkładu gęstości nośników w obszarze czynnym zbliżonego do tego, jaki jest obserwowany w przypadku laserów typu OP-VECSEL. Obecnie lasery typu EP-VECSEL charakteryzują się zarówno niską emitowaną mocą jak i niedostateczną jakością emitowanej wiązki. Niedostateczne własności laserów typu EP-VECSEL są źródłem wyzwań stawianych obecnie tym laserom, a skupiających się na zapewnieniu efektywnego wstrzykiwania prądu do obszaru czynnego, które miałyby faworyzować wzbudzanie modu podstawowego.

W ostatnich latach zostały przedstawione elektrycznie pobudzone lasery typu VCSEL na bazie materiałów GaAs/AlGaAs emitujące promieniowanie o długości 980 nm o stosunkowo wysokiej sprawności [68], [69]. W pracy [68] została zademonstrowana struktura lasera wykonanego z InGaAs, dzięki której osiągnięto 0.5 W emitowanej mocy w reżimie CW modu podstawowego LP<sub>01</sub> oraz 1 W mocy w reżimie CW pracy wielomodowej. Laser ten zapewnia też sprawność sprzęgania ze światłowodem na poziomie 90%. Lasery EP-VECSEL emitujące w okolicy długości fali wynoszącej 1500 nm dysponują znacznie mniejszą mocą wyjściową w reżimie fali ciągłej: 0.5 mW dla 1550 nm [66] oraz 6.5 mW dla 1470 nm [56], [70]. Problemy z osiągnięciem większych mocy wynikają z trudności technicznych związanych z ich technologią wytwarzania.

Lasery opisane w pracach [68], [69] wykorzystują domieszkowane zwierciadła DBR (dolne – typu p, górne, częściowe, o odbijalności około 70% – typu n) umieszczone po przeciwnych stronach obszaru czynnego wytworzonego ze studni kwantowych InGaAs i barier GaAs. W laserach tych kontakty oddzielone są od obszaru czynnego przewodzącymi zwierciadłami braggowskimi. Apertura w tych urządzeniach jest zdefiniowana średnicą kontaktu dolnego, pod zwierciadłem dolnym. Taka konstrukcja jest jednak niemożliwa do wykonania

w laserach projektowanych na większą długość fali, które wykorzystują dielektryczne, niedomieszkowane zwierciadła DBR [56], [71]. W laserach tych trzeba więc stosować kontakty pierścieniowe *intra-cavity*, czyli kontakty, które umieszczone są wewnątrz wnęki rezonansowej. Apertura elektryczna w takich urządzeniach jest więc definiowana innymi sposobami, często polegającymi na wprowadzaniu warstw izolujących, które kierunkują wstrzykiwanie nośników do obszaru czynnego (Rys. 1.4). Jednakże, jak zostało zauważone we wcześniejszej sekcji, kontakty pierścieniowe stwarzają ogromne problemy związane z równomiernym doprowadzeniem nośników do obszaru czynnego. Dwa główne zjawiska fizyczne, które ograniczają maksymalną emitowaną moc w reżimie jednomodowym lasera typu EP-VECSEL, to efekt bocznego wstrzykiwania nośników, tzw. *current crowding*, oraz problem z odprowadzaniem znacznej ilości generowanego ciepła w strukturze lasera.

Lasery EP-VECSEL są ciągle we wczesnym etapie rozwoju i stale poszukiwane są nowe rozwiązania konstrukcyjne, które mogłyby przynieść znaczącą poprawę ich własności, przyczyniając się do wyparcia laserów typu OP-VECSEL w obszarach zastosowań przez niezdominowanych.



Rys. 1.4. Schemat struktury lasera EP-VECSEL z podłużnym rozkładem pola elektromagnetycznego

## 1.5 ROZWIĄZANIA KONSTRUKCYJNE WYKORZYSTYWANE W TECHNOLOGII FOSFORKOWEJ

W pracy analizowano konstrukcje laserowe emitujące promieniowanie o długości fali z zakresu 1310-1550 nm. Generację fal o takich długościach próbowano otrzymać wykorzystując lasery zbudowane z materiałów InGaAsP/InP [6], GaInNAs [53], bądź GaAsSb na podłożu GaAs [54], ale większość rozwiązań posiadała znaczące wady. Obecnie materiałem, z którym wiąże się największe nadzieje, jest InAlGaAs, którego stała sieci krystalograficznej dopasowana jest do InP. Materiał ten pozwala, poprzez odpowiedni dobór składu molowego indu, glinu i galu, na kontrolę przerwy energetycznej, zapewniając emisję promieniowania w zakresie bliskiej podczerwieni, w przedziale 1270-1610 nm [72]. Ze względu na fakt, iż jest to związek wykorzystywany w technologii optoelektronicznej od niedawna trudność stanowi precyzyjna kontrola składu molowego studni kwantowych wykonanych z materiału poczwórnego InAlGaAs. Problemy wynikające z niedoskonałości wytwarzania wielokrotnych studni kwantowych pokrótce opisane są w rozdziale 1.6. Ponadto apertura elektryczna w laserach realizowanych w technologii fosforkowej nie może być wytwarzana w sposób efektywny poprzez selektywne utlenianie warstw, jak ma to miejsce w przypadku technologii arsenkowej. W celu wytworzenia ograniczenia elektrycznego wykorzystuje się selektywnie trawione złącza tunelowe (opisane w rozdziale 1.7). Dodatkowym utrudnieniem przy konstruowaniu laserów w technologii fosforkowej jest brak materiałów o zbliżonej stałej sieci do InP zapewniających silny kontrast współczynnika załamania (problem ten został opisany w rozdziale 1.8). W związku z tym wykorzystuje się technikę *wafer fusion* (opisaną w rozdziale 1.9), pozwalającą na integrowanie zwierciadeł braggowskich wykonanych z GaAs/AlGaAs z wnęką rezonansową wykonaną z InP. Innym rozwiązaniem jest wykorzystanie siatek podfalowych o silnym kontraście współczynnika załamania (rozdział 1.10), które obecnie są szeroko wykorzystywane w wielu przyrządach optoelektronicznych i stanowią realną konkurencję dla zwierciadeł braggowskich wykorzystywanych w laserach o emisji powierzchniowej.

## 1.6 STUDNIA KWANTOWA

J.P. van der Ziel w 1975 roku jako pierwszy zaprezentował laser wykorzystujący w obszarze czynnym studnię kwantową [73], natomiast zwrot „*Quantum Well*” pojawił się po raz pierwszy w pracy R. Dupuis, P. Dapkus i N. Holonyaka [74]. Studnie kwantowe posiadają ograniczoną gęstość stanów

oraz ograniczają nośniki prądu, przez co, stosując je w laserach, łatwiej uzyskać inwersję obsadzeń i w konsekwencji osiągnąć niższy prąd progowy.

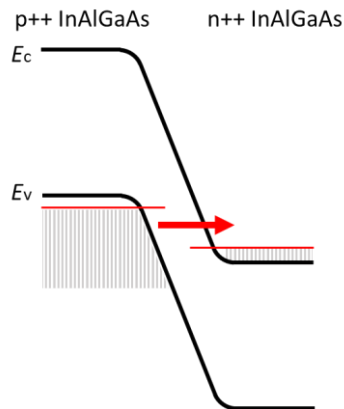
Studnie kwantowe [75], [76], [77] są przykładem heterostuktur, czyli struktur półprzewodnikowych powstałych z połączenia warstw różnych materiałów o różnych przerwach energetycznych  $E_g$ , z których ten o węższej przerwie (zwany właśnie studnią kwantową) umieszczony jest pomiędzy materiałami o szerszej przerwie energetycznej (zwanymi barierami). Ze względu na bardzo małą grubość studni (rzędu kilku nanometrów) obserwuje się w niej zjawiska opisywane przez mechanikę kwantową, czyli skwantowanie poziomów energetycznych związane z kwantowym ograniczeniem nośników (elektronów i dziur). Efekt skwantowania poziomów zachodzi, gdy grubość warstwy jest porównywalna z długością fali de Broglie'a  $\lambda = h/p$  cząstki w niej się znajdującej, gdzie  $h$  to stała Plancka a  $p$  to pęd cząstki [78]. Takie cienkie warstwy są możliwe do wytwarzania w procesie epitaksji z wiązek molekularnych (MBE) bądź chemicznego osadzania z fazy gazowej (np. MOCVD). W studniach kwantowych dochodzi do rozdziału pasma walencyjnego oraz przewodnictwa na podpoziomy, których energie  $E_n$  są zależne od zastosowanej grubości warstwy [79]. W przypadku gdy elektron znajdujący się w studni zostanie wzbudzony do wyższego poziomu  $E_{nc}$ , np. do poziomu w paśmie przewodnictwa, to w przypadku jego relaksacji na niższy poziom  $E_{nv}$ , np. w paśmie walencyjnym, może zostać wyemitowany foton o długości fali wynikającej z różnicy energii tych podpoziomów ( $\lambda = c(E_{nc} - E_{nv})/h$ ). Jednak faktyczna długość emitowanej fali posiada pewną niedokładność wynikającą z niedokładności wytworzenia studni kwantowej. W przypadku obszaru czynnego z kilkoma studniami obserwuje się zjawisko rozszczepienia poziomów energetycznych przyczyniające się do dalszego poszerzenia widma emitowanych fotonów. W przypadku wytwarzanych wielokrotnych studni, w zależności od doskonałości technologii, w której studnie te są wytwarzane, możliwe jest zaburzenie dokładnej grubości studni, jak i ich głębokości. Wówczas oprócz rozszczepienia poziomów obserwuje się dodatkowe ich zaburzenie, co w konsekwencji może prowadzić do emisji promieniowania o silnie poszerzonym spektrum. Przypadek nieidealnych studni kwantowych będzie dokładniej rozważany w dalszej części rozprawy odnoszącej się do wyników eksperymentalnych.

## 1.7 ZŁĄCZE TUNELOWE JAKO OGRANICZENIE ELEKTRYCZNE ORAZ WARSTWA REDUKUJĄCA NISKOPRZEWODZĄCY OBSZAR TYPU P

Złącze tunelowe jest cieką barierą elektryczną umieszczaną pomiędzy dwoma przewodzącymi materiałami. Nośniki mogą przez nie przepłynąć jedynie w procesie tunelowania. Tunelowanie jest kwantowym zjawiskiem przejścia

elektronu przez barierę potencjału o większej energii niż energia elektronu. Wynika to z faktu, iż zgodnie z mechaniką kwantową, elektron ma niezerową amplitudę funkcji falowej w barierze potencjału, co z kolei prowadzi do niezerowego prawdopodobieństwa przejścia tego elektronu przez tę barierę.

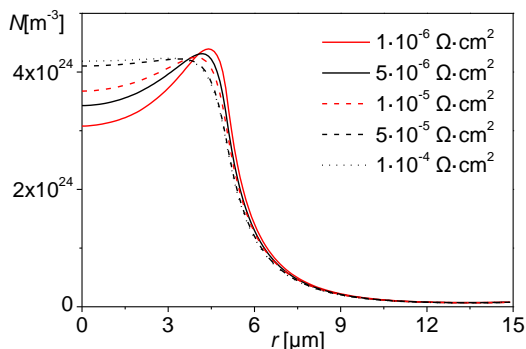
Złączeniem tunelowym w omawianych laserach emitujących w zakresie bliskiej podczerwieni jest silnie domieszkowane złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym. Wysokie wartości poziomu domieszkowania powodują przesunięcie górnej krawędzi pasma walencyjnego w materiale o przewodnictwie dziurowym ponad dolną krawędź pasma przewodnictwa w warstwie o przewodnictwie elektronowym. W ten sposób umożliwia się tunelowanie nośników w takim złączu bezpośrednio z pasma walencyjnego w obszarze p do pasma przewodnictwa w obszarze n (Rys. 1.5).



Rys. 1.5. Schematyczne przedstawienie zjawiska tunelowania w kierunku zaporowym w wysoko domieszkowanym złączu tunelowym ( $E_c$  i  $E_v$  to odpowiednio: krawędź pasma przewodnictwa i krawędź pasma walencyjnego). Strzałka pokazuje kierunek przepływu elektronów, a poziome kreski pokazują poziomy Fermiego

Złącze tunelowe wykorzystane w laserze o emisji powierzchniowej pełni trojaki zadanie. Po pierwsze spełnia rolę apertury elektrycznej, zapewniając bardziej równomierny rozptyw prądu w porównaniu do apertury wytworzonej przez oksydację warstw AlGaAs w przypadku technologii arsenkowej. Wynika to z tego, że złącze tunelowe w przybliżeniu może być przedstawione jako obszar dwóch warstw o bardzo dużej przewodności elektrycznej oraz umieszczonej pomiędzy nimi cienkiej warstwy o bardzo niskiej przewodności. Nośniki, zanim więc pokonają obszar o niskiej przewodności na skutek dyfuzji, rozptywiają się na boki, co ujednotolica ich poprzeczny rozkład. Wynika to z faktu, iż czas przejścia tunelowego jest skończony i wynosi około  $10^{-13}$  s. Powoduje to, że nośniki tego samego typu odpychając się od siebie wzajemnie zanim przetunelują na drugą stronę złącza zdążą się w tak krótkim czasie w pewnym stopniu rozptynąć na boki.

Wpływ oporności złącza na ujednoczenie rozkładu koncentracji elektronów w płaszczyźnie obszaru czynnego obrazuje Rys. 1.6. Kolejne krzywe odpowiadają różnym rezystancjom zastępczym złącza tunelowego. Wzrost rezystancji złącza przekłada się na bardziej równomierny profil koncentracji nośników w obszarze czynnym.

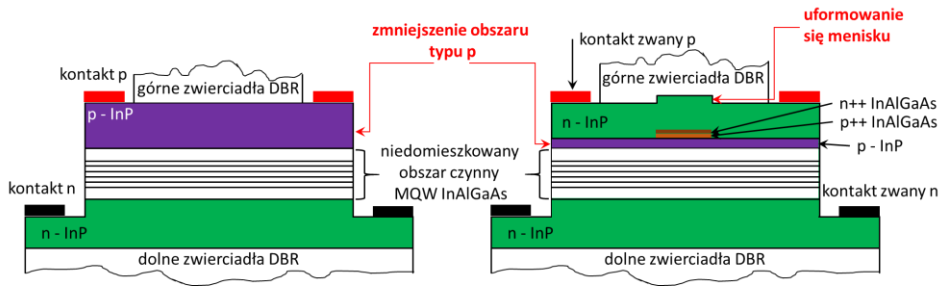


Rys. 1.6. Profile koncentracji wstrzykiwanych do obszaru czynnego nośników dla różnych zastępczych rezystywności złącza tunelowego. Wyniki zostały otrzymane dla struktury opisanej w rozdziale 5.1

Złącze tunelowe ponadto umożliwia znaczną redukcję materiału typu p w laserze (Rys. 1.7), co nie pozostaje bez znaczenia na parametry jego pracy. Obszar o przewodnictwie dziuowym charakteryzuje się znacznie większą rezystywnością niż porównywalny obszar typu n. Z tego względu, chcąc osiągnąć wystarczająco duże przewodności obszar typu p należy domieszkować silniej niż obszar typu n. Skutkuje to znacznymi wartościami absorpcji na swobodnych nośnikach w takiej warstwie, co istotnie zwiększa straty we wnęce rezonansowej lasera. Złącze tunelowe posiada wprawdzie większą zastępczą rezystancję w porównaniu do typowej warstwy typu p, jednakże korzyść z jego zastosowania wynika z tego, że może być bardzo cienkie. Umożliwia to umieszczenie go precyzyjnie w węźle fali stojącej w laserze. W ten sposób pole optyczne nie oddziałuje z nim, co skutkuje redukcją absorpcji wewnątrz złącza.

Ponadto, co będzie przedstawione w dalszej części pracy, złącze tunelowe pełni także rolę ograniczenia optycznego w analizowanych laserach. Wynika to z technologii wytwarzania analizowanych złącz tunelowych, która umożliwia uzyskanie wbudowanego efektu falowodowego, przyczyniającego się do redukcji prądu progowego. Rys. 1.7 przedstawia przykładową strukturę zrealizowaną w rozważanej technologii, w której górny obszar typu n-InP wzrasta bezpośrednio na wytrawionym złączu tunelowym. Górna część lasera tworzy w ten sposób kształt menisku wypukłego, co można interpretować jako wbudowany kontrast współczynnika załamania światła. Poza złączem tunelowym

wytworzona bariera potencjału uniemożliwia przepływ nośników, co stanowi efektywny sposób ograniczenia rozptyłu nośników.



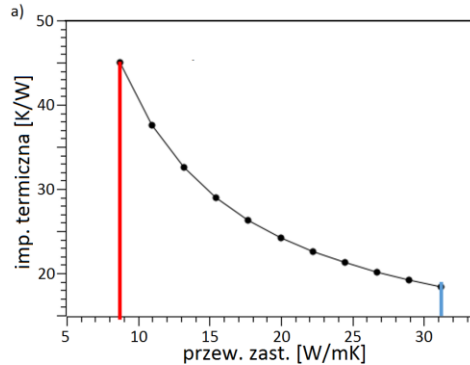
Rys. 1.7. Schematyczne porównanie struktur laserów VCSEL bez i ze złączem tunelowym

## 1.8 DBR

Odbijalność bliską jedności w laserach typu VCSEL mogą zapewnić ćwierćfalowe zwierciadła braggowskie DBR (*Distributed Bragg Reflector*) [80]. Zwierciadła takie wykonane są z dwóch periodycznie ułożonych warstw, każda o grubości  $\frac{1}{4}$  długości drogi optycznej dla emitowanej przez nie długości fali. Warstwy te są wykonane z materiałów o możliwie największej różnicy współczynnika załamania światła. By osiągnąć wystarczająco wysoką odbijalność w przypadku dolnych zwierciadeł stosuje się zwykle ponad trzydzieści takich par warstw, natomiast w przypadku górnych, przez które ma wychodzić promieniowanie lasera, wystarczy już ok. dwadzieścia par.

W naszym przypadku, mimo że obszar czynny oparty jest na związku InP / InAlGaAs, zwierciadła typu DBR skonstruowane są ze związku GaAs / AlGaAs. Wynika to z faktu, iż przewodność zastępcza tych pierwszych wynosi tylko 8.74 W/mK (ze względu na niską przewodność InAlGaAs wynoszącą 5 W/mK), podczas gdy dla zwierciadeł wykonanych z GaAs / AlGaAs 31.32 W/mK. Rys. 1.8 przedstawia wykres wyznaczonych impedancji termicznych (rozdział 3.4) przedstawionego na rysunku lasera OP-VECSEL dla zastępczych przewodności dolnych zwierciadeł DBR ze wspomnianego zakresu. Widać 56% redukcję impedancji termicznej całego urządzenia w przypadku zastosowania zwierciadeł GaAs / AlGaAs (prawa strona wykresu) zamiast zwierciadeł InP / InAlGaAs (lewa strona wykresu). Warstwy materiału GaAs są sklepane do rezonatora InP za pomocą, opisaną w następnym rozdziale, techniki *wafer fusion*.





Rys. 1.8. Impedancje termiczne (a) dla przedstawionej struktury lasera VECSEL (b) dla różnych przewodności zastępczych dolnych zwierciadeł DBR

Konkurencyjnym rozwiązaniem, zapewniającym również bardzo wysoką wartość współczynnika odbicia, jest stosowanie podfalowej siatki dyfrakcyjnej o wysokim kontraście współczynnika załamania światła – HCG (*High Contrast Grating*; patrz rozdział 1.10). Rozwiązanie to zyskuje ostatnio spore zainteresowanie, gdyż HCG pomimo trudnej technologii trawienia można uzyskać w niemal każdym materiale o odpowiednio wysokim współczynniku załamania światła i jest kilkadziesiąt razy cieńsze niż typowe zwierciadło typu DBR.

## 1.9 TECHNOLOGIA WAFER FUSION

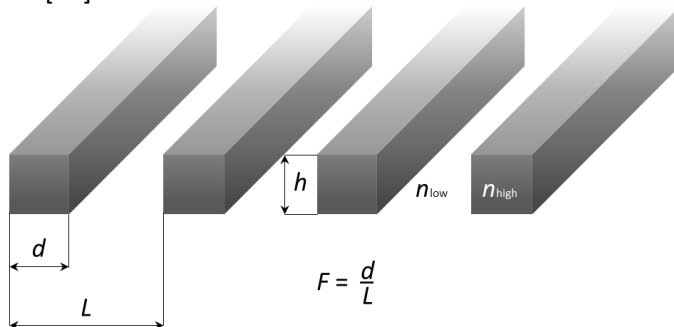
Technologia *wafer fusion* [72], [81] umożliwia sklejanie ze sobą płytek dwóch różnych materiałów półprzewodnikowych. W pracy analizowano struktury wykorzystujące zwierciadła typu DBR wykonane z GaAs / AlGaAs, które są bezpośrednio przyklejone do wnęki rezonansowej wykonanej z InAlGaAs / InP. W przypadku analizowanych laserów zabieg ten jest stosowany by wyeliminować termicznie wysoko rezystywne zwierciadła DBR wykonane z InAlGaAs / InP.

Proces klejenia różnych materiałów półprzewodnikowych został początkowo opracowany przy sklejanu warstw długofalowych laserów VCSEL [82]. Płytki półprzewodnikowe InP i GaAs są łączone ze sobą w próżni, bądź atmosferze azotu w temperaturze 600°C, a następnie są ściskane siłą 7 kN przez czas 30 minut. Przy takiej temperaturze i ciśnieniu oba materiały półprzewodnikowe ulegają lekkim odkształceniom plastycznym, w rezultacie których tworzą ze sobą, na poziomie nanometrowym, jednorodny kontakt. W ten sposób tworzone są wiązania kowalencyjne pomiędzy materiałami InP i GaAs. Ten proces łączenia dwóch materiałów posiada jednak wadę przejawiającą się

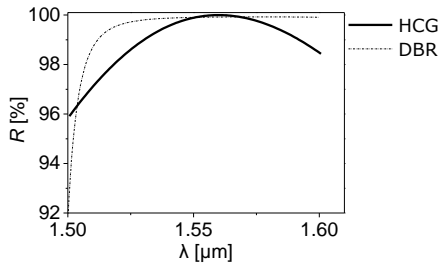
w utrudnionym przepływie prądu oraz w pogorszonym przepływie ciepła przez granicę tych warstw, co będzie także poddane analizie w dalszej części pracy.

## 1.10 PODFALOWA SIATKA DYFRAKCYJNA

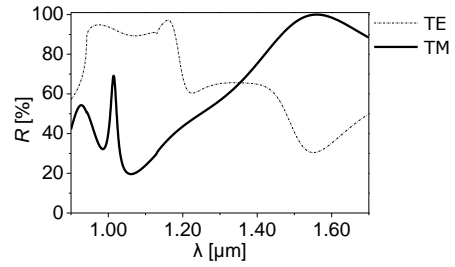
Podfalewa siatka dyfrakcyjna [83], którą nazywa się także HCG używając angielskiego akronimu pochodzącego od pełnej nazwy *High-refractive-index Contrast Grating* (Rys. 1.9) jest interesującą alternatywą dla zwierciadeł braggowskich (Rys. 1.10). Zwierciadła typu HCG wymagają kilkadziesiąt razy mniej materiału epitaksjalnego do ich wykonania, gdyż ich grubość jest tyle razy mniejsza niż typowych zwierciadeł typu DBR. Zbudowane są z periodycznie ułożonych pasków materiału o wysokim współczynniku załamania światła, przedzielonych obszarami lub materiałem o niskim współczynniku załamania, które razem tworzą rodzaj falowodu płaskiego (warstwa siatki). W celu zapewnienia całkowitego wewnętrznego odbicia wewnątrz siatki, struktura periodyczna umieszczona jest pomiędzy obszarami o niskim współczynniku załamania. Odpowiedni dobór parametrów podfalewej siatki dyfrakcyjnej pozwala na osiągnięcie odbijalności przekraczającej 99.9% dla zakresów długości fali sięgających 150 nm [84]. Z drugiej strony, inne parametry struktury typu HCG mogą zapewnić niemal 100% przezroczystość dla wybranych długości fali. W ogólności dobór parametrów siatki umożliwia kontrolę odbicia, szerokości widma odbicia oraz charakterystyk spektralnych lustra. Ze względu na symetrię siatki w jednej płaszczyźnie (wzdłuż pasków) a periodyczność w drugiej, zwierciadła typu HCG charakteryzują się bardzo dużą dyskryminacją polaryzacji światła [85] (Rys. 1.11), kontrolowalną przez dobór grubości, okresu i współczynnika wypełnienia. Ponadto HCG jest skalowalne liniowo wraz z długością fali [83].



Rys. 1.9. Schemat siatki dyfrakcyjnej HCG, gdzie  $d$  – szerokość pasków o dużej wartości współczynnika załamania światła,  $L$  – okres siatki,  $F$  – współczynnik wypełnienia,  $h$  – grubość;  $n_{low}$  i  $n_{high}$  to odpowiednio współczynniki załamania światła o niskiej i wysokiej jego wartości



Rys. 1.10. Porównanie współczynnika odbicia zwierciadła braggowskiego (35 par  $\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}/\text{GaAs}$ ) i siatki dyfrakcyjnej HCG (paski krzemowe umieszczone na diamencie,  $L = 942$  nm,  $F = 0.492$ ,  $h = 473$  nm) [86]



Rys. 1.11. Porównanie współczynnika odbicia siatki dyfrakcyjnej dla polaryzacji światła TE (pole elektryczne fali elektromagnetycznej równoległe do pasków) i TM (pole prostopadłe do pasków) [86]

---

## 2 CELE PRACY

---

Głównym celem pracy jest znalezienie rozwiązań poprawiających parametry pracy laserów półprzewodnikowych poprzez głębsze poznanie ich fizyki działania. Cel ten jest realizowany za pomocą numerycznej analizy zjawisk fizycznych zachodzących w różnych typach laserów o emisji powierzchniowej wykonanych na bazie związków InAlGaAs/InP emitujących promieniowanie z zakresu 1310-1550 nm pod kątem poprawy własności emisyjnych oraz efektywności. W monografii rozważane są trzy rodzaje laserów o emisji powierzchniowej:

1. laser o emisji powierzchniowej z poprzeczną wnęką rezonansową (*Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser* – VCSEL) emitujący promieniowanie o długości fali 1310 nm,
2. laser pobudzany optycznie o emisji powierzchniowej z zewnętrzną wnęką rezonansową (*Optically-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser* OP-VECSEL) emitujący promieniowanie o długości fali 1550 nm,
3. laser pobudzany elektrycznie o emisji powierzchniowej z zewnętrzną wnęką rezonansową (*Electrically-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers* EP-VECSEL) emitujący promieniowanie o długości fali 1480 nm.

Powyższy cel ogólny został zrealizowany przy wykorzystaniu oprogramowania stworzonego w Zespole Fotoniki Politechniki Łódzkiej, które to oprogramowanie umożliwia symulację powiązanych ze sobą, często nieliniowych, zjawisk fizycznych zachodzących w laserach półprzewodnikowych.

Cele szczegółowe pracy są następujące:

1. Przeprowadzenie analizy porównawczej wyników uzyskiwanych na drodze badań numerycznych i eksperymentalnych dla trzech analizowanych struktur laserowych
2. Uzgodnienie parametrów modelu numerycznego wykorzystywanego do symulacji trzech rodzajów laserów na podstawie wyników eksperymentalnych, nazwane w dalszej części pracy kalibracją modelu numerycznego
3. Zbadanie wpływu wytrawień powietrznych wewnątrz wnęki rezonansowej lasera typu VCSEL na selekcję modową, sprawność urządzenia oraz emitowaną moc optyczną w reżimie jednomodowym.

4. Zaproponowanie nowej konstrukcji lasera OP-VECSEL umożliwiającej poprawę własności termicznych, redukcję złożoności struktury i podniesienie efektywności lasera
5. Przeanalizowanie mechanizmu wstrzykiwania prądu do rozległych obszarów czynnych laserów typu EP-VECSEL oraz zaproponowanie rozwiązania zapewniającego zbliżony do funkcji Gaussa rozkład nośników w obszarze czynnym

---

## 3 ZJAWISKA FIZYCZNE DETERMINUJĄCE PRACĘ LASERÓW BLISKIEJ PODCZERWIENI

---

Zjawiska fizyczne zachodzące w laserach półprzewodnikowych opisywane są za pomocą równań fizyki matematycznej. Umożliwiają one analizę zjawisk dynamicznych i statycznych zachodzących w takich strukturach. Celem niniejszej pracy jest analiza zjawisk fizycznych umożliwiających uzyskanie maksymalnej mocy emitowanej w reżimie jednomodowym w pracy ciągłej, zatem rozpatrywane będą stany stacjonarne.

W przypadku laserów pobudzanych elektrycznie płynący przez strukturę prąd przyczynia się do powstania inwersji obsadzeń w obszarze czynnym lasera i następuje zjawisko rekombinacji nośników. W wyniku rezonansu optycznego, wywołanego obecnością luster w laserze, następuje wymuszona rekombinacja promienista w obszarze czynnym i generowane jest promieniowanie, które ulega sprzęgnięciu z optycznymi modami własnymi struktury laserowej. Rekombinacja niepromienista w obszarze czynnym przyczynia się natomiast do grzania się przyrządu. Ponadto prąd płynie przez obszary rezystywne, gdzie generowane jest ciepło Joule'a, oraz przez złącze półprzewodnikowe gdzie także dochodzi do generacji ciepła. W przypadku laserów pobudzanych optycznie inwersję obsadzeń w obszarze czynnym powoduje natomiast zewnętrzna wiązka pompująca. Nie występuje w tym przypadku generacja ciepła Joule'a, dochodzi natomiast do generacji ciepła wywołanej absorpcją promieniowania pobudzającego poza obszarem czynnym i tylko częściowym jego wykorzystaniem w późniejszych procesach rekombinacji promienistej w obszarze czynnym. Dowodzi to złożoności oraz współzależności wielu zachodzących w laserach półprzewodnikowych zjawisk fizycznych.

W rozdziałach poniżej będą opisane równania, które opisują powyżej wymienione zjawiska fizyczne oraz specyficzne wielkości fizyczne bądź zjawiska, które będą przydatne w celu lepszego zrozumienia opisywanych wyników obliczeń numerycznych.

### 3.1 ZJAWISKA OPTYCZNE

Występujące w strukturze lasera natężenie pola elektrycznego  $E$  oraz indukcja pola magnetycznego  $B$  fali elektromagnetycznej są ze sobą związane układem równań Maxwella:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad 3.1$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon} \quad 3.2$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j} + \mu \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad 3.3$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad 3.4$$

gdzie  $\mu$  – przenikalność magnetyczna ośrodka,  $\varepsilon$  – przenikalność elektryczna ośrodka,  $\mathbf{j}$  – gęstość prądu elektrycznego i  $\rho$  – gęstość ładunku elektrycznego.

Pierwsze z równań (3.1) opisuje prawo indukcji elektromagnetycznej Faradaya, mówiące, że zmienne w czasie pole magnetyczne wytwarza wirowe pole elektryczne. Drugie równanie (3.2) opisuje prawo Gaussa dla elektryczności: źródłem pola elektrycznego są ładunki elektryczne. Trzecie z równań (3.3) nosi nazwę uogólnionego prawa Ampere'a, które mówi, że płynący prąd elektryczny oraz zmieniające się w czasie pole elektryczne są źródłami pola magnetycznego. Z ostatniego równania (3.4) wynika, że pole magnetyczne jest bezźródłowe i wniosek ten nosi nazwę prawa Gaussa dla magnetyzmu.

Zakładając, że ośrodkiem jest jednorodny i bezstratny dielektryk i korzystając z równań Maxwella:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \rightarrow \nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{\partial \nabla \times \mathbf{B}}{\partial t} \quad 3.5$$

Dodatkowo wiedząc, że:  $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$  oraz przy założeniu braku ładunków elektrycznych:  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$  oraz prądu elektrycznego:

$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$ , otrzymujemy równanie falowe dla pola elektrycznego:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad 3.6$$

Jego niezależnym od czasu  $t$  odpowiednikiem, jest równanie Helmholtza, które w uproszczony sposób opisuje oddziaływanie pola optycznego z materią:

$$\nabla^2 \mathbf{E}(r, \omega) + k^2 \mathbf{E}(r, \omega) = 0 \quad 3.7$$

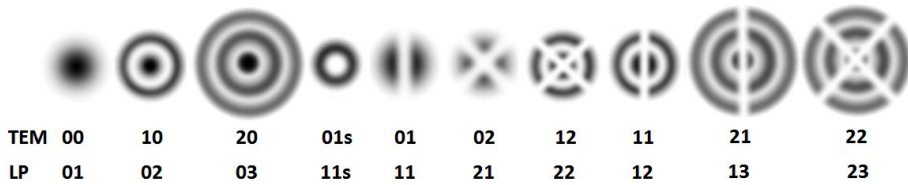
gdzie  $k = \omega \sqrt{\mu \varepsilon} = \frac{2\pi}{\lambda}$  to wektor falowy, a  $\omega$  to częstość kołowa oraz  $\lambda$  to długość fali.

### Mody lasera

Mody w laserze stanowią falę zbliżoną do fali stojącej powstałej we wnętrzu rezonansowej. Są efektem wzajemnej interferencji płaskich fal elektromagnetycznych ulegających wielokrotnym odbiciom od zwierciadeł rezonatora. Mody podłużne różnią się między sobą częstotliwością, podczas gdy mody poprzeczne różnią się częstotliwością i radialnym profilem natężenia (Rys. 3.1). Mod poprzeczny lasera jest to charakterystyczny rozkład pola elektromagnetycznego w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku emisji takiego lasera. Rozkłady takie mogą być wyznaczone dzięki rozwiązaniu równań Maxwella dla narzuconych warunków brzegowych, wynikających ze skończonej struktury rezonatora. W laserze mamy do czynienia z kołowymi modami poprzecznymi  $TEM_{lm}$  (*Transverse Electro-Magnetic*), gdzie  $l$  oznacza ilość koncentrycznych pierścieni, a  $m$  ilość płatów w okręgu podzieloną przez 2. Mod  $TEM_{00}$  ma profil gaussowski i jest podstawowym modem poprzecznym. Laser emitujący tylko ten jeden mod jest źródłem światła wysoce monochromatycznego, co jest bardzo pożądane w wielu zastosowaniach, jak np. w detekcji gazów czy też w telekomunikacji. Dodatkową zaletą emisji modu podstawowego jest łatwość sprzężenia takiego promieniowania ze światłowodem.

Mody TEM w niniejszej pracy wyznaczano tylko w przypadku analizy laserów VCSEL z wytrawieniami powietrznymi oraz w przypadku analizy podfalowych siatek dyfrakcyjnych HCG. We wszystkich pozostałych przypadkach radialna zmiana współczynnika załamania światła w analizowanych strukturach była mała i jej profil poprzeczny był symetryczny, co umożliwiało uproszczenie analizy w takich laserach do analizy tak zwanych modów LP (liniowo spolaryzowanych). W uproszczeniu tym zakłada się brak sprzężenia pomiędzy modami. Mody  $LP_{lm}$  mają inne oznaczenia niż odpowiadające im mody  $TEM_{lm}$ , które przedstawione są na Rys. 3.1. Liczba  $l$  modu LP jest odpowiednikiem liczby  $m$  modu TEM, a liczba  $m$  modu LP oznacza ilość maksimum po profilu radialnym licząc od osi symetrii. W takim przypadku podstawowym modem mającym profil gaussowski jest mod  $LP_{01}$ .





Rys. 3.1. Poglądowe przedstawienie różnych modów poprzecznych lasera VCSEL, razem z oznaczeniami TEM<sub>lm</sub> oraz LP<sub>lm</sub>

W niniejszej pracy skupiano się na jednomodowej pracy laserów VCSEL i VECSEL, co jest podyktowane potencjalnymi zastosowaniami takich laserów. Oznacza to, że analizowano pracę w reżimie tylko pojedynczego podstawowego modu poprzecznego.

### 3.2 WZMOCNIENIE OPTYCZNE

Wzmocnienie jest zjawiskiem niezbędnym do zaistnienia akcji laserowej. Wszelkie straty w strukturze lasera muszą zostać skompensowane przez wzmocnienie materiałowe  $g$ , definiowane jako względny przyrost strumienia fotonów  $\sigma$  na jednostkowej długości warstwy obszaru czynnego:

$$g = \frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial \sigma}{\partial z}$$

Bez pobudzenia materiał obszaru czynnego lasera jest silnie absorpcyjny dla emitowanego promieniowania. Wzrost koncentracji wstrzykiwanych nośników do studni kwantowych powoduje stopniowe obniżanie się współczynnika absorpcji aż do osiągnięcia dla pewnego zakresu długości fali stanu przezroczystości. Dalszy wzrost koncentracji prowadzi do wystąpienia zjawiska ujemnej absorpcji, zwanego wzmocnieniem optycznym, dla promieniowania o energii  $\hbar\omega$  zawartej między szerokością przerwy energetycznej a rozstępem  $F_c - F_v$  quasi-poziomów Fermiego.

### 3.3 ZJAWISKA ELEKTRYCZNE

Zjawiska elektryczne zachodzące w laserze złączowym opisane są równaniem Poissona wyrażającym rozkład potencjału elektrycznego w przestrzeni:

$$\nabla \cdot \varepsilon \nabla V = -e(p - n + N_D^+ - N_A^-) \quad 3.9$$

uzupełnionym o dwa równania ciągłości dla elektronów i dziur:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_n + (G - R) \quad 3.10$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{1}{e} \nabla \cdot \mathbf{j}_p + (G - R) \quad 3.11$$

oraz o dwa wyrażenia przedstawiające gęstości prądu elektronowego i dziurowego:

$$\mathbf{j}_n = -e\mu_n \nabla V + eD_n \nabla n + eD_n^T \nabla T \quad 3.12$$

$$\mathbf{j}_p = -e\mu_p \nabla V + eD_p \nabla p - eD_p^T \nabla T \quad 3.13$$

gdzie  $V$  to potencjał elektryczny,  $n$  i  $p$  to koncentracje odpowiednio elektronów i dziur,  $N_D^+$  i  $N_A^-$  – koncentracjami zjonizowanych donorów i akceptorów,  $G$  i  $R$  – szybkościami generacji i rekombinacji nośników, a  $\mu$ ,  $D$ ,  $D^T$  to ruchliwość, współczynnik dyfuzji oraz cieplny współczynnik dyfuzji dla elektronów (indeks  $n$ ) oraz dla dziur (indeks  $p$ ).

Rozwiązanie układu powyższych równań przy uwzględnieniu warunków brzegowych umożliwia wyznaczenie rozkładu potencjału elektrycznego, koncentracji elektronów i dziur oraz gęstości prądu elektronowego i dziurowego w całej strukturze lasera. Jednakże uwzględniając zjawiska kwantowe w niektórych cienkich warstwach lasera rozwiązanie takiego układu równań jest bardzo czasochłonne. Z tego względu w celu wyznaczenia rozptywu prądu oraz rozkładu potencjału wykorzystywano uproszczony model opisany w rozdziale 4.2.

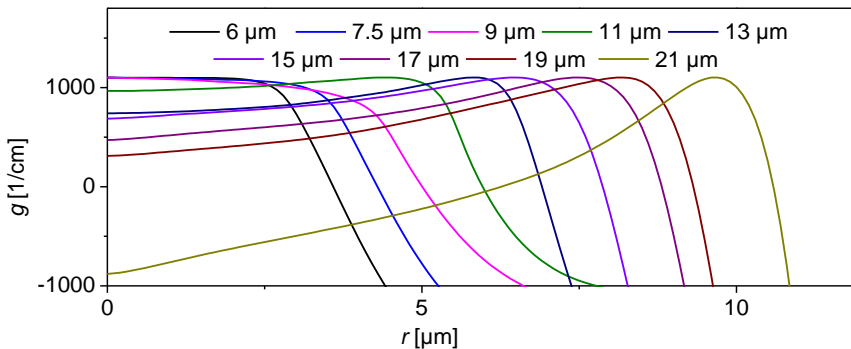
### Prąd progowy

Płynący przez strukturę diody laserowej prąd, przy którym wzmocnienie układu osiąga wartość wystarczającą do powstania akcji laserowej w rezonatorze optycznym, a zatem ilość powstałych fotonów w obszarze czynnym w wyniku rekombinacji wymuszonej równoważy ilość fotonów które zostaną zaabsorbowane w strukturze, rozproszone oraz wyemitowane na zewnątrz struktury, nazywa się prądem progowym  $I_{th}$  (patrz Rys. 3.5). Poniżej progu akcji laserowej, rekombinacja elektronów i dziur jest niewystarczająca do wytworzenia akcji laserowej i dioda emituje światło niespójne. W takim wypadku mamy do

czynienia ze zwykłą diodą elektroluminescencyjną (LED). Dopiero w momencie wytworzenia odpowiedniej inwersji nośników emisja wymuszona zaczyna dominować nad emisją spontaniczną co stanowi początek akcji laserowej. Przejście od emisji światła niespójnego do emisji światła laserowego uwidacznia się w znacznym zawężeniu charakterystyki widmowej i zmniejszeniu kąta rozbieżności emitowanej wiązki.

### **Current crowding**

*Current crowding* czyli efekt bocznego wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego jest zjawiskiem występującym w laserach z pionową wnęką rezonansową z kontaktami pierścieniowymi. Jest on tym większy im większa jest apertura elektryczna takiego lasera. Przyczynia się on do nierównomiernej koncentracji nośników w płaszczyźnie złącza w obszarze studni kwantowych, a w konsekwencji do nierównomiernego profilu wzmocnienia optycznego, ograniczając maksymalną moc emisji w reżimie jednomodowym (Rys. 3.2). Maksymalna moc emisji w reżimie jednomodowym jest ograniczana z dwóch powodów: po pierwsze następuje wzbudzenie się modu wyższego rzędu, co uniemożliwia pracę lasera z wąską charakterystyką spektralną, po drugie wartość wzmocnienia optycznego w osi symetrii lasera ulega zmniejszeniu, co w konsekwencji prowadzi do spadku sprawności takiego lasera i spadku emitowanej mocy dla danej wartości prądu elektrycznego.



Rys. 3.2. Profile wzmocnienia optycznego w laserze VCSEL w zależności od apertury złącza tunelowego

## 3.4 ZJAWISKA TERMICZNE

Lasery półprzewodnikowe generując znaczną ilość emitowanej mocy wydzielają także moc w postaci ciepła. Aby laser mógł działać efektywnie ciepło

to musi zostać odprowadzone z obszaru czynnego. Ciepło generowane jest w laserze w wyniku następujących zjawisk:

- rekombinacji niepromienistej nośników prądu w obszarze czynnym,
- rekombinacji nośników w barierach,
- absorpcji promieniowania,
- wydzielania ciepła w wyniku przepływu prądu elektrycznego (tzw. objętościowa generacja ciepła Joule'a),
- grzania wynikającego z efektu Peltiera występującego w przypadku dużych pobudzeń lasera i związanego z rozpraszaniem energii wysokoenergetycznych elektronów przechodzących przez złącze półprzewodnikowe,
- efektu Joule'a-Thomsona związanego ze zmianą energii kinetycznej (temperatury) ściskanego gazu elektronowego na rzecz energii potencjalnej wynikającej z oddziaływania między elektronami.

Zjawiska generacji i rozptywu ciepła w strukturze wiąże ze sobą równanie Fouriera Kirchhoffa:

$$\nabla[\kappa(r,z)\nabla T(r,z)] = -g_T(r,z)$$

w którym  $\kappa$  oznacza współczynnik przewodności cieplnej, a  $g_T$  jest gęstością mocy źródeł ciepła.

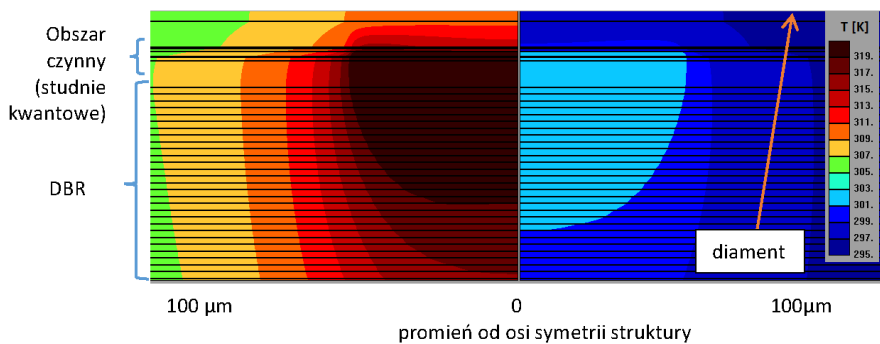
Ilość generowanego ciepła w laserze półprzewodnikowym zależy od sprawności procesu rekombinacji w studniach kwantowych, absorpcji promieniowania przez poszczególne warstwy urządzenia oraz, w przypadku elektrycznego pobudzania, od rezystancji elektrycznej lasera, która odpowiada za objętościową generację ciepła Joule'a. Sprawność odprowadzania ciepła do chłodnicy zależy natomiast od przewodności cieplnych poszczególnych warstw lasera oraz od jego geometrii.

### **Rozpraszanie ciepła przez *heat spreader***

W przypadku analizowanych struktur największą emitowaną moc uzyskuje się w przypadku laserów typu OP-VECSEL. Typowa sprawność konwersji energii zaabsorbowanej do energii oddanej w postaci użytecznego promieniowania w tego typu strukturach wynosi około 10%. Wynika stąd, że w przypadku urządzenia emitującego promieniowanie o mocy np. 5 W moc równą 4.5 W należy w efektywny sposób odprowadzić z lasera. W procesie tym oprócz typowej chłodnicy wykorzystywanej we wszystkich typach laserów półprzewodnikowych wykorzystuje się także rozpraszacz ciepła (*heat spreader*). Umieszcza się je blisko źródeł ciepła, czyli blisko obszaru czynnego. W przypadku laserów o emisji powierzchniowej rozpraszacz taki musi być przezroczysty dla

emitowanej długości fali. Diament oprócz bardzo dużej przewodności ciepłej posiada niemal zerową absorpcję dla bliskiej podczerwieni, dlatego też wykorzystywany jest powszechnie w roli rozpraszacza ciepła [81].

Rys. 3.3 przedstawia rozkład temperatury w obszarze czynnym lasera OP-VECSEL nieposiadającego i posiadającego diamentowy rozpraszacz ciepła. Widać, że temperatura w strukturze została znacząco zredukowana dzięki użyciu rozpraszacza ciepła. Wynika to z tego, że diament posiadając bardzo dużą przewodność cieplną (1200 K/W [87]) powoduje, iż ciepło generowane w obszarze czynnym jest transportowane do diamentu, rozpraszane na boki i z powrotem odprowadzane przez strukturę półprzewodnikową lasera do chłodnicy znacznie szerszym strumieniem. Szerszy strumień ciepła oznacza mniejszą jego gęstość, co skutkuje redukcją maksymalnej temperatury w obszarze czynnym lasera. Schematycznie jest to przedstawione na Rys. 3.4.



Rys. 3.3. Rozkład temperatury w strukturze lasera OP-VECSEL bez (lewy) i z diamentowym rozpraszaczem ciepła (prawy) umieszczonym na obszarze czynnym dla 3 W mocy pobudzającej. Temperatura otoczenia wynosi 293 K



Rys. 3.4. Schematyczne przedstawienie mechanizmu odprowadzania ciepła z obszaru czynnego lasera bez i z diamentowym rozpraszaczem ciepła

### Impedancja termiczna

Impedancja termiczna  $Z_{th}$  jest parametrem jakościowym definiującym sprawność odprowadzania ciepła generowanego w laserze do chłodnicy i otoczenia. Określa ona stosunek przyrostu maksymalnej temperatury w strukturze do całkowitej mocy źródeł ciepła:

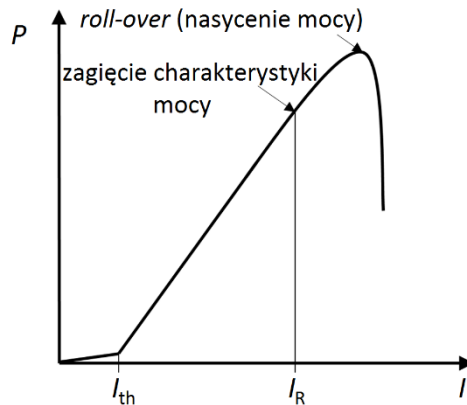
$$Z_{th} = \frac{\Delta T}{P} \quad 3.15$$

gdzie  $\Delta T = T_{max} - T_o$ ,  $P$  to moc źródeł ciepła w laserze,  $T_o$  – temperatura otoczenia, a  $T_{max}$  – maksymalna temperatura w laserze, która występuje zazwyczaj w obszarze czynnym lasera, aczkolwiek, w przypadku struktur, które będą analizowane w tej pracy, posiadających złącza tunelowe o niewielkiej elektrycznej przewodności zastępczej, maksymalna temperatura może być generowana w złączu tunelowym.

## 3.5 OGRANICZENIA MOCY W REŻIMIE JEDNOMODOWYM

Moc maksymalna w reżimie jednomodowym lasera o emisji powierzchniowej może być ograniczona z dwóch przyczyn. Po pierwsze może nastąpić wzbudzenie modu wyższego rzędu (najczęściej modu  $TEM_{10}/LP_{11}$  – Rys. 3.1 [88]). Efekt taki występuje w laserach o aperturach optycznych posiadających znaczne rozmiary. Efekt ten jest wywołany przez zjawisko przestrzennego wypalania dziur (SHB – *Spatial Hole Burning effect* [89]) dla dużych emitowanych przez laser mocy w reżimie modu podstawowego. Zmniejszona zostaje wówczas koncentracja nośników i w konsekwencji zmniejszone także zostaje wzmocnienie w pobliżu maksimum poprzecznego rozkładu modu podstawowego. W ten sposób, wzmocnienie na brzegach apertury praktycznie nie ulega zmianie, zaś w centrum obszaru czynnego staje się znacząco mniejsze i rozkład wzmocnienia w płaszczyźnie obszaru czynnego przypomina kształtem torus. Taki kształt wzmocnienia faworyzuje mody wyższych rzędów, których rozkład natężenia pokrywa się z takim rozkładem. Drugim zjawiskiem odpowiedzialnym za ograniczenie emitowanej mocy w reżimie jednomodowym jest zjawisko nasycenia charakterystyki mocy wyjściowej (*roll-over*; Rys. 3.5). Następuje ono na skutek podnoszenia się poziomu Fermiego, co powoduje zwiększanie się prawdopodobieństwa rekombinacji niepromienistych, oraz na skutek wzrostu temperatury obszaru czynnego wywołującej zmniejszanie się przerwy energetycznej, przez co spektrum wzmocnienia odstraja się od rezonansowej

długości fali. W efekcie charakterystyka emitowanej mocy w funkcji wstrzykiwanego prądu przestaje rosnąć i następuje jej dość gwałtowny spadek.



Rys. 3.5. Typowa charakterystyka emisyjna LIV (moc promieniowania optycznego ( $L$ ), natężenie prądu ( $I$ ), napięcie ( $V$ )) lasera o powierzchniowej emisji promieniowania

### Całkowita sprawność lasera

Całkowita sprawność lasera zwana *Wall-Plug Efficiency* w przypadku laserów pobudzanych elektrycznie definiowana jest jako stosunek maksymalnej optycznej mocy wyjściowej  $P_{wy\_maks}$  do całkowitej mocy elektrycznej  $P = I \cdot U$  dostarczanej do urządzenia:

$$WP_{\text{eff}} = \frac{P_{wy\_maks}}{I \cdot U} \quad 3.16$$

zaś, w przypadku laserów pobudzanych optycznie, jako stosunek maksymalnej mocy wyjściowej do całkowitej mocy optycznej  $P_{wej}$  dostarczanej do urządzenia:

$$WP_{\text{eff}} = \frac{P_{wy\_maks}}{P_{wej}} \quad 3.17$$

## 3.6 OGNISKOWANIE TERMICZNE

Ogniskowanie termiczne jest efektem falowodowym wynikającym ze zmiany współczynnika załamania światła na skutek zmiany temperatury. W trakcie pracy lasera, jego temperatura rośnie i jej maksimum sytuuje się w obszarze czynnym

w pobliżu osi struktury. W ten sposób wytwarza się gradient temperatury, a tym samym gradient współczynnika załamania światła. Gradient w kierunku bocznym powoduje powstanie efektu falowodowego dla promieniowania rezonującego wzdłuż osi optycznej lasera, co w efekcie wywołuje efekt falowodowy prowadzący się do „ściskania” pola optycznego wewnątrz obszaru o wysokiej temperaturze. Efekt taki jest z jednej strony pożądany – w jego wyniku redukcji ulegają objętości modów a w konsekwencji maleje prąd progowy lasera. Jednakże na skutek zmniejszania się także prądów progowych modów wyższych rzędów, następuje łatwiejsze ich wzbudzenie. To zaś prowadzi do poszerzenia się widma emisyjnego emitowanej wiązki.



---

## 4 MODEL NUMERYCZNY WYKORZYSTYWANY W SYMULACJACH

---

Rozpatrywane w pracy równania fizyki matematycznej ze względu na wysoki stopień komplikacji struktur, w których są rozpatrywane oraz ze względu na ich silnie nieliniowy charakter wymagają w celu ich rozwiązania użycia metod przybliżonych. W tym celu zostanie wykorzystany samouzgodniony model numeryczny zjawisk fizycznych zachodzących w laserach półprzewodnikowych. Model ten został opisany w pracach Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej [90], [91], [92]. Model ten umożliwia analizę procesów elektrycznych, cieplnych, optycznych, dyfuzji nośników oraz emisji wymuszonej. Implementacja numeryczna tego modelu składa się z oddzielnych algorytmów odpowiedzialnych za rozwiązania równań opisujących poszczególne zjawiska. Wszystkie składowe modelu stanowią moduły, które umożliwiają numeryczne rozwiązywanie poszczególnych zagadnień jak i ich wzajemne nieliniowe oddziaływania. Ze względu na geometrię analizowanych struktur większość zjawisk była analizowana w cylindrycznym układzie odniesienia.

Wszelkie obliczenia wykonywane w ramach prezentowanej monografii wykonywane były przy wykorzystaniu komputera osobistego oraz wysokiej wydajności klastra komputerowego zawierającego 44 poczwórne procesory i 160 GB pamięci RAM pozwalającej na prowadzenie obliczeń równoległych.

### 4.1 MODEL ZJAWISK OPTYCZNYCH

Struktura rezonatora, tj. jego rozmiary, kształt, wypełniające go materiały oraz ich pobudzenie, wpływa na kształt rozkładu natężenia promieniowania poszczególnych modów. Natomiast samo oddziaływanie promieniowania z warstwami rezonatora zależy od zespolonego współczynnika załamania światła  $N_R$ , co można opisać wzorem:

$$N_R(x, y, z) = n_R(x, y, z) + \left. \frac{dn_R}{dT} \right|_{x,y,z} [T(x, y, z) - T_A] + \left. \frac{dn_R}{dn_{fc}} \right|_{x,y,z} n_{fc}(x, y, z) - i \frac{\alpha(x, y, z, T, n_{fc}) - g(x, y, z, T, n_{fc})}{2k_0} \quad 4.1$$

Powyższe wyrażenie (4.1) stanowi liniowe przybliżenie wartości zespolonego współczynnika załamania światła, którego wartość może być modyfikowana na skutek lokalnych zmian temperatury ( $T$ ) i koncentracji swobodnych nośników ( $n_{fc}$ ). W równaniu tym  $n_R(x, y, z)$  to rozkład rzeczywistego współczynnika załamania światła dla temperatury otoczenia  $T_A$  w przypadku braku swobodnych nośników, drugi człon równania wyraża liniową zależność rzeczywistego współczynnika załamania światła od temperatury ( $T$ ). Trzeci człon określa liniowy wpływ koncentracji swobodnych nośników na zmianę rzeczywistej części współczynnika załamania światła. Natomiast  $g(x, y, z, T, n_{fc})$  oraz  $\alpha(x, y, z, T, n_{fc})$  są zależnymi od temperatury i koncentracji nośników odpowiednio wartościami wzmocnienia oraz strat optycznych. W modelu, którym posługuję się straty optyczne uwzględniają straty na swobodnych nośnikach oraz absorpcję międzypasmową.

W pracy korzystano, w zależności od potrzeby, z dwóch modeli optycznych: skalarnego oraz wektorowego. Pierwszy z nich jest modelem najczęściej stosowanym w przypadku symulacji laserów półprzewodnikowych. Model skalarny zakłada, że zmiany współczynnika załamania światła wewnątrz struktury laserowej są relatywnie małe oraz że fala propagująca wewnątrz lasera jest falą płaską. W tym wypadku fala elektromagnetyczna może być traktowana jako pole skalarne, rozdzielone na osobne funkcje opisujące falę w każdym z kierunków propagacji.

Numeryczne modele optyczne oparte na rozwiązaniu skalarnego równania Helmholtza [93] poprawnie opisują zachowanie pól optycznych w diodach laserowych, w których pole optyczne można traktować z dobrym przybliżeniem jako falę płaską. W typowych diodach laserowych o stosunkowo dużych i jednorodnych wnękach optycznych to założenie jest słuszne i modele skalarne nie wprowadzają znacznych błędów obliczeniowych [94], [95], [88]. Jednakże powyższe założenie staje się nieprawidłowe w optycznej analizie skomplikowanych wnęk rezonansowych o nieregularnych kształtach, niewielkich aperturach, silnych zmianach współczynnika załamania w płaszczyźnie prostopadłej do propagacji fali oraz w analizie modów wyższych rzędów. We wszystkich tych przypadkach nie można z dobrym przybliżeniem przyjąć, iż fala spełnia założenia fali płaskiej i do rozwiązania zagadnień optycznych należy wykorzystywać model numeryczny rozwiązujący układ wektorowych równań Maxwella [96]. Znacznie wyższy stopień komplikacji równań Maxwella względem

równania Helmholtza powoduje znacznie wyższy stopień komplikacji algorytmów rozwiązujących układ równań Maxwella względem algorytmów rozwiązujących równanie Helmholtza. Konsekwencją tego jest znaczna różnica w czasie obliczeń oraz zużywanej pamięci komputerowej pomiędzy oboma modelami. Dlatego w swojej pracy modelem bazującym na rozwiązaniu wektorowego układu równań posłużyłem się tylko w przypadku struktur wymagających podejścia wektorowego opisanych w rozdziale 5.3.

### Model skalarny

Model skalarny zjawisk optycznych wykorzystywany w pracy opiera się na metodzie efektywnej częstotliwości (*Effective Frequency Method*) [97] i rozwiązuje skalarne równanie Helmholtza (równanie 3.7). Pole optyczne modów własnych można rozdzielić na część zależną od czasu i położenia:

$$\hat{E}(\mathbf{r}, t) = E(\mathbf{r}, \omega) \exp(i\omega t) \quad 4.2$$

gdzie  $E$  – natężenie pola elektrycznego danego modu,  $\omega = \omega' + i\omega''$  – zespolona częstość kołowa danego modu,  $\mathbf{r}$  – wektor położenia (w cylindrycznym układzie współrzędnych  $r, z, \varphi$ ), zaś  $t$  – czas.

Zespolona częstość kołowa  $\omega$  jest wartością własną zaś  $E$  odpowiadającym jej wektorem własnym równania Helmholtza. Część rzeczywista  $\omega'$  wyraża częstość kołową danego modu zaś część urojona związana jest ze stratami modowymi. Równanie Helmholtza można przedstawić w postaci niezależnej od czasu:

$$\left[ \Delta + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\mathbf{r}, \omega) \right] E(\mathbf{r}, \omega) = 0 \quad 4.3$$

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

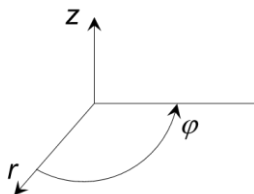
$$\left[ \Delta + k_0^2 n^2(\mathbf{r}, \omega_0) \right] E(\mathbf{r}, \omega) = \nu k_0^2 n_R(\mathbf{r}, \omega_0) n_G(\mathbf{r}, \omega_0) E(\mathbf{r}, \omega) \quad 4.4$$

gdzie:  $k_0 = \omega_0/c$  – liczba falowa w próżni,  $n_R$  i  $n_G$  – fazowy i grupowy współczynnik załamania światła,  $\varepsilon$  – przenikalność dielektryczna ośrodka, a  $\nu$  to parametr częstotliwościowy, będący wartością własną równania 4.4, zdefiniowany następująco:

$$\nu = 2 \frac{\omega_0 - \omega}{\omega_0} = 2 \frac{\lambda_0 - \lambda}{\lambda_0} - 2i \frac{\omega''}{\omega_0} \quad 4.5$$

Część rzeczywista parametru częstotliwościowego  $\nu$  odpowiada względnemu przesunięciu emitowanej długości fali względem wartości nominalnej  $\lambda_0$ . Część urojona natomiast określa względną stałą zaniku dla odpowiedniego modu.

Struktury laserów, które będą rozważane w rozprawie przy użyciu metody efektywnej częstotliwości posiadają symetrię cylindryczną, dlatego w celu redukcji złożoności rozważanego układu w obliczeniach także została przyjęta symetria cylindryczna, w której definiujemy następujące współrzędne:  $r = (r, \varphi, z)$ , gdzie  $r$  to promień,  $\varphi$  – współrzędna kątowa,  $z$  – współrzędna pionowa, równoległa do osi optycznej struktury (Rys. 4.1).



Rys. 4.1. Schematyczna ilustracja cylindrycznego układu współrzędnych

Ponadto założono, iż pole optyczne jest funkcją wolnozmienną w kierunku  $r$  dzięki czemu można dokonać następującej separacji rozwiązania:

$$\hat{E}(\mathbf{r}, t) = f(z, r)\Phi(r) \quad 4.6$$

gdzie przyjmuje się, że  $\Phi(r, \varphi) = \Phi_l(r) \sin(l \varphi)$  lub  $\Phi(r, \varphi) = \Phi_l(r) \cos(l \varphi)$ .

Zakłada się unormowanie rozwiązania dla jego pionowej składowej  $f(z, r)$ :

$$\int_0^{L(r)} f^2(z, r) dz = 1 \quad 4.7$$

gdzie:  $L(r)$  – promień okna obliczeniowego.

Dalszą konsekwencją założenia wolnozmienności funkcji  $f(z, r)$  od  $r$  jest redukcja operatora Laplace'a do operatora pochodnej jednej zmiennej. Zatem z równań 4.2 i 4.4, otrzymujemy dwa jednowymiarowe równania:

1) w kierunku osiowym:

$$\left[ \frac{d^2}{dz^2} + k_0^2 n^2(r, z) \right] f(z, r) = v_{\text{eff}}(r) k_0^2 n_{\text{R}}(r, z) n_{\text{G}}(r, z) f(z, r) \quad 4.8$$

gdzie:  $v_{\text{eff}}(r)$  jest parametrem częstotliwościowym układu płaskich warstw, których pionowa struktura odpowiada rzeczywistej konstrukcji urządzenia dla różnych  $r$ ,

2) w kierunku radialnym:

$$\left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{1}{dr} - \frac{l^2}{r^2} + v_{\text{eff}}(r) k_0^2 \langle n_{\text{R}} n_{\text{G}} \rangle_r \right] \Phi_l(r) = v k_0^2 \langle n_{\text{R}} n_{\text{G}} \rangle_r \Phi_l(r) \quad 4.9$$

gdzie:

$$\langle n_{\text{R}} n_{\text{G}} \rangle_r = \int_0^{L(r)} n_{\text{R}}(z, r) n_{\text{G}}(z, r) f^2(z, r) dz \quad 4.10$$

Z założenia, że fala opuszczająca rezonator jest falą płaską na dolnej ( $z = 0$ ) oraz górnej jego powierzchni otrzymujemy następujące warunki brzegowe na  $f(z, r)$ :

$$\frac{df}{dz} \pm ik_z f = 0 \quad z = \begin{cases} L(r) + \varepsilon \\ 0 - \varepsilon \end{cases} \quad 4.11$$

gdzie:  $\varepsilon$  – dodatnia liczba bliska 0,  $k_z = k_0 \sqrt{n_{\text{R}}^2 - v_{\text{eff}} n_{\text{R}} n_{\text{G}}}$ .

$\langle n_{\text{R}} n_{\text{G}} \rangle_r$  oraz  $\Phi_l(r)$  występujące w 4.9 i 4.10 dla wystarczająco dużego  $r$  muszą spełniać następujące warunki brzegowe:

$$\frac{d\Phi_l(r)}{dr} + \frac{\Phi_l(r)}{2r} + ik_r \Phi_l(r) = 0 \quad r = r_{\infty} \quad 4.12$$

gdzie:  $k_r = k_0 \sqrt{(v_{\text{eff}} - v) \langle n_{\text{R}} n_{\text{G}} \rangle_r}$ .

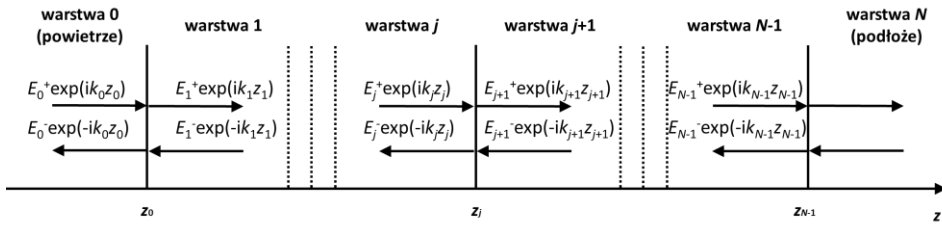
Rozwiązania równania 4.12 są oznaczane jako mody  $LP_{lm}$ , przy czym:  $l = 0, 1, \dots$  – numery modów w azymutalnym rozkładzie emitowanej fali,  $m = 1, 2, \dots$  – numer modu poprzecznego ( $m-1$  = ilość węzłów w rozkładzie radialnym).

Procedura rozwiązywania równania Helmholtza za pomocą metody efektywnej częstotliwości sprowadza się do podzielenia struktury na wiele koncentrycznych obszarów w kierunku radialnym i warstw w kierunku pionowym. Każdy z tak powstałych wycinków posiada stały zespolony współczynnik załamania światła. Aby wyznaczyć pole optyczne rezonujące wzdłuż osi lasera z należy rozwiązać równanie 4.8 przy pomocy metody macierzy transferu. Pole optyczne wzdłuż promienia  $r$  jest natomiast wyznaczone rozwiązując równanie 4.9.

### Metoda macierzy transferu

Pole optyczne propagujące przez obszary o skokowo zmiennym współczynniku załamania światła może być wyrażone jako superpozycja fal biegnących w przeciwnych kierunkach w strukturze (ilustruje to Rys. 4.2):

$$E(z) = E_j^+ \exp(ik_j z) + E_j^- \exp(-ik_j z) \quad 4.13$$



Rys. 4.2. Schematyczna ilustracja przebiegu fal w strukturze składającej się z  $N$  warstw

W powyższym równaniu  $E_j^+$  i  $E_j^-$  są amplitudami fal biegnących w przeciwnym kierunku, a  $k_j$  jest zespoloną liczbą falową, która łączy się z  $\omega$  dzięki związkowi:  $k = c/\omega$ . Przejście promieniowania z  $j$ -tej warstwy do warstwy  $j+1$  opisuje tzw. macierz transferu, zdefiniowana na podstawie warunków ciągłości pola elektrycznego fali elektromagnetycznej oraz jej pochodnej na granicy między obszarami o skokowo zmiennych współczynnikach załamania:

$$T_j = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \exp(-id_j k_j) \left(1 + \frac{k_j}{k_{j+1}}\right) & \exp(id_j k_j) \left(1 - \frac{k_j}{k_{j+1}}\right) \\ \exp(-id_j k_j) \left(1 - \frac{k_j}{k_{j+1}}\right) & \exp(id_j k_j) \left(1 + \frac{k_j}{k_{j+1}}\right) \end{bmatrix} \quad 4.14$$

gdzie  $d_j$  jest grubością  $j$ -tej warstwy. Korzystając z tej macierzy możemy wyznaczyć amplitudy fal biegnących w warstwie  $j+1$  na podstawie amplitud w warstwie  $j$ :

$$\begin{bmatrix} E_{j+1}^+ \\ E_{j+1}^- \end{bmatrix} = T_j \begin{bmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{bmatrix} \quad 4.15$$

Rozkład promieniowania w strukturze wielowarstwowej składającej się z  $N$  warstw można opisać macierzą  $T$  będącą wynikiem mnożenia macierzy transferu poszczególnych warstw składowych:

$$T = \begin{bmatrix} T_{00} & T_{01} \\ T_{10} & T_{11} \end{bmatrix} = T_{N-1} T_{N-2} \cdots T_1 \cdot T_0 \quad 4.16$$

Oznaczmy  $E_0^+$ ,  $E_0^-$ ,  $E_N^+$ ,  $E_N^-$  odpowiednio przez  $A$ ,  $B$ ,  $C$  i  $D$ . Otrzymujemy wtedy następujące równanie wiążące amplitudy fal biegnących w zerowej i ostatniej warstwie:

$$\begin{bmatrix} C \\ D \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} A \\ B \end{bmatrix} \quad 4.17$$

przy czym przez warstwę zerową rozumiemy materiał, z którego promieniowanie wnika do struktury. W naszym przypadku jest to powietrze.

W przypadku symulacji laserów zakładamy, że w ostatniej warstwie lasera mamy do czynienia tylko z jedną falą propagującą od strony struktury. Odpowiada to narzuceniu warunku brzegowego  $D = 0$  w 4.17. W ten sposób znając macierz  $T$  i amplitudę  $A$  możemy wyznaczyć amplitudę  $B$  oraz energetyczny współczynnik odbicia światła od struktury  $R$  zdefiniowany, jako:

$$R = \frac{BB^*}{AA^*} \quad 4.18$$

gdzie  $A^*$  i  $B^*$  to sprzężenia zespolone amplitud  $A$  i  $B$ .

Chcąc badać emisję promieniowania z wnętrza wnęki rezonansowej lasera musimy narzucić dodatkowo warunek  $A = 0$ , oznaczający, że promieniowanie na przeciwnym skraju analizowanej struktury może jedynie opuszczać tę wnękę i nie może do niej wnikać z zewnątrz. Otrzymujemy wtedy równanie:

$$\begin{bmatrix} C \\ 0 \end{bmatrix} = T \begin{bmatrix} 0 \\ B \end{bmatrix} \quad 4.19$$

Rozwiązaniem tego równania jest zbiór zespolonych liczb falowych  $k$  (co w konsekwencji prowadzi do zespolonych długości fali  $\lambda = \lambda_{\text{Re}} + i\lambda_{\text{Im}}$ ) odpowiadających podłużnym modom własnym rezonatora. Wartość urojonej części długości fali odnosi się do strat modowych: gdy  $\lambda_{\text{Im}} > 0$  – wzmożenie przewyższa straty, gdy  $\lambda_{\text{Im}} < 0$  – mamy sytuację odwrotną. Natomiast gdy  $\lambda_{\text{Im}} = 0$  oznacza to, że otrzymujemy próg akcji laserowej.

### Model wektorowy

Oddziaływanie pola elektromagnetycznego z materią opisuje układ równań Maxwella (równania 3.1, 3.2, 3.3, 3.4). Zakładając anizotropowy charakter przenikalności elektrycznej i magnetycznej materiału lasera układ ten możemy przekształcić do postaci:

$$\begin{aligned}
 -i\omega\varepsilon_0\mu_0\partial_z E_x &= -\partial_x \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_x H_y - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_y \mu_0 H_y + \partial_x \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_y H_x \\
 -i\omega\varepsilon_0\mu_0\partial_z E_y &= -\partial_y \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_x H_y + \partial_y \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_y H_x + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_x \mu_0 H_x \\
 -i\omega\varepsilon_0\mu_0\partial_z E_x &= -\partial_x \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_x H_y - \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_x \partial_x H_y - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_y \mu_0 H_y + \partial_x \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_y H_x + \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_x \partial_y H_x \\
 -i\omega\varepsilon_0\mu_0\partial_z E_y &= -\partial_y \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_x H_y - \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_x \partial_y H_y + \partial_y \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_y H_x + \frac{1}{\varepsilon_z} \partial_y \partial_y H_x + \omega^2 \varepsilon_0 \mu_x \mu_0 H_x
 \end{aligned} \tag{4.20}$$

w którym  $\omega$  – częstość kołowa danego modu,  $\varepsilon_0$ ,  $\mu_0$  – stała dielektryczna i przenikalność magnetyczna próżni,  $\varepsilon_u$  oraz  $\mu_u$  (gdzie  $u = x, y, z$ ) to odpowiednio stała dielektryczna materiału dla fali propagującej w kierunku  $u$  oraz przenikalność magnetyczna dla kierunku  $u$ .  $E_u$  oraz  $H_u$  to odpowiednio wektory pola elektrycznego i magnetycznego w kierunku  $u$ . W celu ich wyznaczenia przyjmuje się, iż pole elektromagnetyczne zanika w nieskończoności. W stosowanej przez nas trójwymiarowej metodzie wektorowej PWAM (*Plane Wave Admittance Method*) [90], rozkład pola elektromagnetycznego oraz rozkład wartości przenikalności elektrycznej i magnetycznej w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku propagującej fali przedstawiony zostaje w ortogonalnej bazie funkcji eksponencjalnych:



$$\Phi_u = \sum_{n,m}^N \tilde{\Phi}_u^{n,m} \varphi_{n,m} \quad 4.21$$

$$\eta_u = \sum_{n,m}^{\infty} \tilde{\eta}_u^{n,m} \varphi_{n,m} \quad 4.22$$

gdzie  $\varphi$  jest dowolnym polem elektrycznym, bądź magnetycznym, zaś  $\eta$  to jedna ze stałych dielektrycznych, bądź przenikalności magnetycznych, a  $n$  i  $m$  to dowolne liczby całkowite. Funkcje bazowe zdefiniowane zostały w następujący sposób:

$$\varphi_{n,m} = \exp\left(i\left(\frac{2\pi n}{L_x}\right)x\right) \exp\left(i\left(\frac{2\pi m}{L_y}\right)y\right) \quad 4.23$$

gdzie  $L_x$  i  $L_y$  odpowiadają rozmiarom okna obliczeniowego w płaszczyźnie złącza, a jednocześnie są one równe całkowitym wielokrotnościom okresów funkcji bazowych. Stąd otrzymujemy układ równań słuszny dla każdej warstwy lasera wyznaczający składowe prostopadłe pola elektrycznego:

$$\partial_z^2 \begin{bmatrix} \tilde{E}_y^{nm} \\ \tilde{E}_x^{nm} \end{bmatrix} = -\frac{1}{k_0^2} \begin{bmatrix} \Gamma^{n,m,l,k} - k_0^2 \tilde{\mu}_x^{i-n,j-m} & -\Gamma^{n,m,l,k} \\ \Gamma^{n,m,l,k} & k_0^2 \tilde{\mu}_y^{i-n,j-m} - \Gamma^{n,m,l,k} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tilde{E}_y^{nm} \\ \tilde{E}_x^{nm} \end{bmatrix} \equiv -\mathbf{R}_H \mathbf{R}_E \bar{E} \quad 4.24$$

oraz magnetycznego:

$$\partial_z^2 \begin{bmatrix} \tilde{H}_x^{nm} \\ \tilde{H}_y^{nm} \end{bmatrix} = -\frac{1}{k_0^2} \begin{bmatrix} \mathbf{K}^{n,m,l,k} - k_0^2 \tilde{\epsilon}_y^{i-n,j-m} & -\mathbf{K}^{n,m,l,k} \\ \mathbf{K}^{n,m,l,k} & k_0^2 \tilde{\epsilon}_x^{i-n,j-m} - \mathbf{K}^{n,m,l,k} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \tilde{H}_x^{nm} \\ \tilde{H}_y^{nm} \end{bmatrix} \equiv -\mathbf{R}_E \mathbf{R}_H \bar{H} \quad 4.25$$

gdzie:  $\Gamma^{n,m,l,k} = (\vec{G}^{nm} + \vec{k})(\vec{G}^{lk} + \vec{k})\gamma_z$  oraz  $\mathbf{K}^{n,m,l,k} = (\vec{G}^{nm} + \vec{k}) \cdot (\vec{G}^{lk} + \vec{k})\kappa_z$ .

Związek pomiędzy polami w poszczególnych warstwach wyrażony jest za pomocą metody impedancji, która doprowadza do równania charakterystycznego, na podstawie którego wyznaczane zostają zespolone wartości własne odpowiadające długości fali promieniowania danego modu. Część urojona tej wartości jest proporcjonalna do wzmocnienia modowego. Natomiast wektory własne wyznaczone w równaniu odpowiadają rozkładowi pól modów.

W metodzie PWAM w kierunku propagacji fali przyjmowane jest z kolei rozwiązanie analityczne dla jednorodnych obszarów, na granicy których

zakładana jest ciągłość pól oraz ich pochodnych. Z tego względu w przypadku laserów VCSEL jednorodnymi obszarami są warstwy epitaksjalne. Warunek brzegowy zakłada zanikające pole w nieskończoności. Związek pomiędzy składowymi pola elektrycznego oraz magnetycznego w dwóch dowolnych punktach jednorodnego obszaru jest wyznaczany z poniższej zależności:

$$\hat{E}(z) = A_E \cosh(i\Gamma_E z) + B_E \sinh(i\Gamma_E z) \quad 4.26$$

$$\hat{H}(z) = A_H \cosh(i\Gamma_H z) + B_H \sinh(i\Gamma_H z) \quad 4.27$$

gdzie  $\Gamma_E^2$  oraz  $\Gamma_H^2$  są macierzami diagonalnymi.

Ze względu na łączenie się pól na granicy dwóch jednorodnych obszarów wygodnie jest znaleźć związek:

$$\begin{bmatrix} \hat{H}_0 \\ -\hat{H}_d \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{y}_1 & \mathbf{y}_2 \\ \mathbf{y}_2 & \mathbf{y}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{E}_0 \\ \hat{E}_d \end{bmatrix} \quad 4.28$$

gdzie:  $\mathbf{y}_1 = (\mathbf{T}_E^{-1} \mathbf{R}_H \mathbf{T}_H)^{-1} \Gamma_E \tanh^{-1}(i\Gamma_E d)$  oraz

$$\mathbf{y}_2 = -(\mathbf{T}_E^{-1} \mathbf{R}_H \mathbf{T}_H)^{-1} \Gamma_E \sinh^{-1}(i\Gamma_E d)$$

Indeks „0” oznacza początek warstwy zaś „d” jej koniec.

Pamiętając, że na granicy warstw zapewniona musi być ciągłość pól i ich pochodnych, możemy znaleźć związek rekurencyjny, który umożliwi wyznaczenie pola w  $i$ -tej warstwie struktury:

$$\mathbf{Y}^{(i)} = -\left( \mathbf{y}_2^{(i)} \left( \mathbf{t}_H^{(i)} \mathbf{Y}^{(i-1)} \left( \mathbf{t}_E^{(i)} \right)^{-1} - \mathbf{y}_1^{(i)} \right) \mathbf{y}_2^{(i)} + \mathbf{y}_1^{(i)} \right) \quad 4.29$$

Macierz  $\mathbf{Y}^{(i)}$  wiąże pola elektryczne i magnetyczne pochodzące z krańca  $i$ -tej warstwy:

$$\hat{H}_d^{(i)} = \mathbf{Y}^{(i)} \hat{E}_d^{(i)} \quad 4.30$$

W macierzy  $\mathbf{Y}^{(i)}$  znajdują się informacje o wszystkich warstwach struktury z przedziału  $(1, i)$  oraz informacje o nałożonych warunkach brzegowych na początek pierwszej warstwy. Analogicznie można wyznaczyć macierz  $\mathbf{Y}^{(i+1)}$  posiadając informacje o warstwach z przedziału  $(n, i+1)$  i warunkach brzegowych nałożonych na kraniec warstwy  $n$ . Oznaczenie obu macierzy jako  $\mathbf{Y}_{\text{up}}^{(i)}$  oraz

$\mathbf{Y}_{\text{down}}^{(i+1)}$  umożliwi nam rozróżnienie kierunków, w których postępuje rekurencja. W ten sposób możemy otrzymać następujący związek:

$$\left( \mathbf{T}_{\mathbf{H}}^{(i)} \mathbf{Y}_{\text{up}}^{(i)} \left( \mathbf{T}_{\mathbf{E}}^{(i)} \right)^{-1} - \mathbf{T}_{\mathbf{H}}^{(i+1)} \mathbf{Y}_{\text{down}}^{(i+1)} \left( \mathbf{T}_{\mathbf{E}}^{(i+1)} \right)^{-1} \right) \bar{\mathbf{E}} = \mathbf{Y} \bar{\mathbf{E}} = \mathbf{0} \quad 4.31$$

Jest to równanie własne określające zbiór dopuszczalnych wektorów falowych. Wektor pola elektrycznego  $\bar{\mathbf{E}}$  pomiędzy warstwami  $i$  oraz  $i+1$  jest wektorem własnym tego równania. Numeryczna procedura poszukiwania wektorów falowych, które są wartościami własnymi powyższego równania polega na zerowaniu jednej wartości własnej macierzy  $\mathbf{Y}$ . Można to zapisać w następujący sposób:

$$\text{Min} \left| \text{Eigenvalue}(\mathbf{Y}) \right| = 0 \quad 4.32$$

Funkcja, która jest zerowana w powyższym równaniu, posiada małe wartości pochodnych w pobliżu zera, co znacząco ułatwia ich poszukiwanie za pomocą metod numerycznych.

Z wektorowego modelu optycznego korzystano tylko w przypadku wymagających dużej dokładności symulacji laserów VCSEL z wytrawieniami powietrznymi (rozdział 5.3). Wytrawienia te wprowadzają do struktury bardzo duży kontrast współczynnika załamania światła. By poprawnie zamodelować wpływ takiej apertury optycznej na rozkład pola optycznego niezbędny jest dokładny model, uwzględniający szereg zjawisk fizycznych (jak na przykład dyfrakcja). We wszystkich pozostałych obliczeniach używano skalarnego modelu EFM, który w tych przypadkach był w zupełności wystarczający do poprawnego opisu zjawisk fizycznych w strukturach z wolnozmiennym współczynnikiem załamania światła wzdłuż współrzędnej  $r$ .

### **Model zewnętrznego zwierciadła sferycznego oraz zewnętrznej wnęki rezonansowej w przypadku lasera VECSEL**

Lasery typu VECSEL posiadają zewnętrzne zwierciadło sferyczne umożliwiające precyzyjne skupienie rezonującej wiązki optycznej na powierzchni obszaru czynnego. Typowo średnica zewnętrznego zwierciadła jest o rzędy wielkości większa niż rozmiar apertury obszaru czynnego, dlatego też dokładne odwzorowanie struktury w modelu symulacyjnym byłoby niezwykle wymagające numerycznie. W naszym przypadku do symulacji optycznych używano opisanej wcześniej metody efektywnych częstotliwości zakładając przybliżenie fal płaskich i brak propagacji światła w kierunku prostopadłym do osi lasera. W takim modelu niemożliwe jest więc poprawne zasymulowanie odbicia fali od zakrzywionego

zwierciadła. By zamodelować modyfikację wiązki wywołaną obecnością krzywizny zwierciadła i wynikającym z niej skupianiem światła w osi lasera, zaproponowano wykorzystanie efektywnego zwierciadła, składającego się z dwóch koncentrycznych obszarów o różnych współczynnikach załamania światła [98]. Posiadając następujące parametry efektywnego zwierciadła: promień dysku o większym współczynniku załamania oraz różnicę współczynników załamania pomiędzy dyskiem i resztą zwierciadła, można dokonywać modyfikacji wiązki w rezonatorze w podobny sposób jak ma miejsce w rzeczywistym układzie przy użyciu skupiającego lustra zewnętrznego. W eksperymencie pozycja lustra była dobierana w taki sposób by zapewnić maksymalną moc na modzie pojedynczym [67].

W przypadku laserów VECSEL, ze względu na długą wnękę rezonansową wynoszącą zwykle około kilku centymetrów, występuje bardzo wiele modów podłużnych. W praktyce, w przypadku pomiarów, mody te znajdują się blisko siebie i tworzą poszerzone spektrum emisyjne, które może być zawężone jedynie poprzez umieszczenie odpowiednich filtrów pomiędzy obszarem czynnym, a zewnętrznym lustrem. Modelowanie pojedynczego modu w przypadku takiej ich wielkości byłoby niezwykle trudne, toteż w pracy symulowano znacznie krótsze wnęki rezonansowe: zwykle około 300  $\mu\text{m}$ . W takim wypadku odległości pomiędzy kolejnymi modami podłużnymi wynoszą około nanometra. To umożliwiło stosunkowo łatwy wybór najsilniejszego z nich (dla danego pobudzenia i temperatury) i wyznaczenie emitowanej przez niego mocy. W praktyce okazuje się jednak, że w rzeczywistości warstwa diamentu, pełniąca rolę rozpraszacza ciepła, a umieszczona pomiędzy obszarem czynnym a zewnętrznym lustrem, pełni także rolę filtra przepuszczającego tylko wybrane mody. W pomiarach spektrum emisyjnego obserwowane są tylko te mody, których długości fali pokrywają się z rezonansową długością fali odpowiadającą grubości warstwy diamentowej.

## 4.2 MODEL ZJAWISK ELEKTRYCZNYCH I DYFUZJI

### **Model zjawisk elektrycznych i dyfuzji w przypadku lasera pobudzanego elektrycznie**

Zjawiska elektryczne w badanych laserach w stanie ustalonym, w cylindrycznym układzie odniesienia, opisuje model bazujący na rozwiązywaniu równania Laplace'a dla wszystkich warstw przyrządu poza warstwą obszaru czynnego:

$$\nabla \cdot [\sigma(r, z) \nabla (V(r, z))] = 0 \quad 4.33$$

gdzie:  $V$  – potencjał,  $\sigma$  – przewodność elektryczna, która jest funkcją temperatury  $T$ , koncentracji  $n$  i ruchliwości nośników  $\mu$ :

$$\sigma = en(T)\mu(n, T) \quad 4.34$$

W warstwie czynnej następuje rekombinacja i generacja nośników. Te dwa zjawiska sprawiają, że w obszarze tym wartość równania 4.33 jest niezerowa. Cała struktura lasera może być opisana równaniem Laplace'a gdy dla obszaru czynnego założymy zastępczą przewodność elektryczną. W wykorzystywanym modelu zastępcza przewodność złącza p-n wyznaczana jest na podstawie równania diodowego [99] i różniczkowego prawa Ohma co opisuje następujący związek:

$$\sigma(r) = \frac{\beta_{pn} j(r) d_A}{\ln \left[ \frac{j(r)}{j_s} + 1 \right]} \quad 4.35$$

gdzie:  $\beta_{pn} = \frac{e}{n_{pn} k_B T}$ ,  $j(r)$  – gęstość prądu w odległości  $r$  od osi symetrii lasera

w kierunku prostopadłym do płaszczyzny obszaru czynnego,  $d_A$  – całkowita grubość obszaru czynnego,  $j_s$  – gęstość wstecznego prądu nasycenia oraz  $n_{pn}$  – współczynnik kształtu charakterystyki złącza.

Rozwiązując powyżej opisane równanie przyjmujemy następujące warunki brzegowe, które w obszarze kontaktów typu p oraz n przyjmują postać:

$$V|_{p\text{-kontakt}} = U \quad 4.36$$

$$V|_{n\text{-kontakt}} = 0 \quad 4.37$$

gdzie  $U$  – napięcie zasilające laser. Dodatkowo, przy założeniu symetrii cylindrycznej:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad 4.38$$

i dla pozostałych krawędzi struktury zakładamy:

$$\left. \frac{\partial V}{\partial r} \right|_{\text{kraw}} = 0 \quad 4.39$$

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

$$\mathbf{j} = -\sigma \nabla V \quad 4.40$$

Generacja nośników w laserach złączowych jest wynikiem wstrzykiwania ich do obszaru czynnego. Na procesy rekombinacji składają się natomiast rekombinacje promieniste (spontaniczna i wymuszona) oraz niepromieniste (zderzeniowa rekombinacja Augera) i rekombinacja na poziomach pułapek (Shockley'a-Reada-Hall'a). W celu wyznaczenia rozkładu koncentracji nośników w obszarze czynnym korzystano z równania dyfuzji zapisanego w cylindrycznym układzie odniesienia:

$$D(T) \left( \frac{d^2 n(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn(r)}{dr} \right) - \left( A(T)n(r) + B(T)n^2(r) + C(T)n^3(r) \right) + \frac{j(r)}{ed_{AL}} = 0 \quad 4.41$$

gdzie:  $D$  – współczynnik dyfuzji ambipolarnej,  $A$  – monomolekularny współczynnik dyfuzji związany z rekombinacją niepromienistą,  $B$  – bimolekularny współczynnik dyfuzji odpowiedzialny za rekombinację promienistą nośników,  $C$  – współczynnik rekombinacji Augera.

Rozwiązując równanie dyfuzji przyjmujemy warunki brzegowe:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad 4.42$$

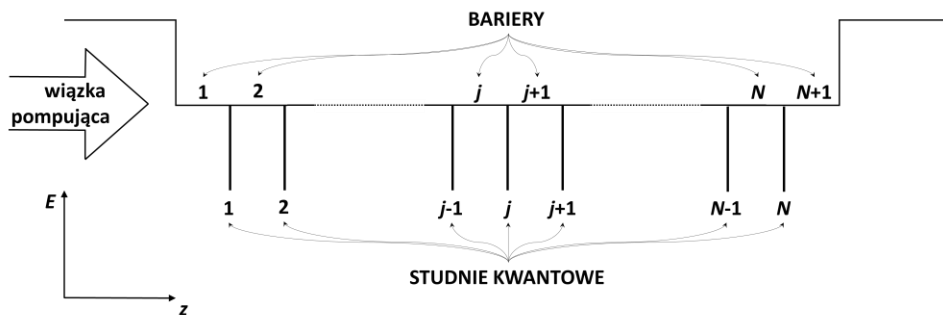
i dla zewnętrznej krawędzi struktury:

$$\left. \frac{\partial n}{\partial r} \right|_{\text{kraw}} = 0 \quad 4.43$$

Opisany model elektryczny umożliwia wyznaczenie rozkładu gęstości prądu w całej strukturze oraz koncentracji nośników w płaszczyźnie obszaru czynnego lasera półprzewodnikowego w zależności od temperatury dla proggu akcji laserowej. Metodą numeryczną stosowaną do obliczeń w tym modelu jest metoda elementu skończonego [100]. W przypadku pracy nadprogowej model zostaje uzupełniony o dodatkowy czynnik związany z rekombinacją promienistą opisaną w rozdziale 4.6.

### **Model dyfuzji w przypadku lasera pobudzanego optycznie**

W przypadku pobudzenia optycznego w laserze typu VECSEL (OP-VECSEL), nośniki w obszarze czynnym nie są generowane poprzez przepływający prąd elektryczny, lecz na skutek międzypasmowej absorpcji zewnętrznej wiązki pompującej. W takim wypadku do wyznaczenia koncentracji nośników w barierach i studniach kwantowych w obszarze czynnym tegoż lasera wykorzystano opracowany przez Zespół Fizyki Komputerowej model numeryczny, będący rozwinięciem modeli opisanych w pracach [101], [102], [57]. Ze względu na występowanie jedynie poprzecznego modu podstawowego w tym typie laserów, model bazuje na rozwiązaniu jednowymiarowego równania dyfuzji w kierunku osiowym w barierach przy uwzględnieniu strat nośników w studniach kwantowych. Ze względu na niewielkie, w porównaniu do barier, grubości samych studni w modelu zakłada się, że pełnią one funkcję punktowych pochłaniaczy nośników generowanych w barierach. Wykorzystując równanie bilansu nośników w stanie ustalonym oraz narzucając odpowiednie warunki brzegowe na równanie dyfuzji możemy wyznaczyć koncentrację nośników w poszczególnych barierach i studniach. Rys. 4.3 przedstawia schematyczny profil przebiegu krawędzi pasma przewodnictwa przykładowego obszaru czynnego lasera VECSEL wraz ze sposobem numerowania barier i studni przyjętym w opisywanym modelu.



Rys. 4.3. Schematyczny profil przebiegu krawędzi pasma przewodnictwa lasera OP-VECSEL rozważany w modelu dyfuzji, w którym rozmiary studni kwantowych zostają zredukowane do 0

Jednowymiarowe równanie dyfuzji dla nośników generowanych w barierach przyjmuje postać:

$$D \frac{d^2 n_b}{dz^2} - \frac{n_b}{\tau} + G = 0 \quad 4.44$$

gdzie  $\tau$  oznacza czas życia nośników:

$$\frac{1}{\tau} = A + Bn_b + Cn_b^2 \quad 4.45$$

$A$ ,  $B$  i  $C$  są, tak jak we wcześniejszym rozdziale, współczynnikami rekombinacji odpowiednio: monomolekularnej, bimolekularnej i Augera,  $D$  oznacza współczynnik dyfuzji ambipolarnej, a  $n_b$  to koncentracja nośników w barierach obszaru czynnego oraz  $G$  – szybkość generacji nośników opisana następującą zależnością:

$$G = \frac{q_a \alpha \lambda_p}{hc} \exp(-\alpha z) \equiv G_0 \exp(-\alpha z) \quad 4.46$$

gdzie  $\alpha$  – współczynnik absorpcji promieniowania pompującego,  $\lambda_p$  – długość fali promieniowania pompującego,  $z$  – współrzędna pionowa oraz  $q_a$  – gęstość mocy wchodzącej do obszaru czynnego na jednostkę powierzchni, która, przy założeniu gaussowskiego profilu wiązki pompującej z parametrem  $\sigma_a$ , wynosi:

$$q_a = \frac{P_a}{2\pi\sigma} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_a^2}\right) \quad 4.47$$



gdzie  $P_a$  – moc wchodząca (dostająca się) do obszaru czynnego,  $r$  – współrzędna radialna.

Analityczne rozwiązanie równania dyfuzji w  $j$ -tej barierze ma postać:

$$\begin{aligned} n_b^{(j)}(z) = & C_1^{(j)} \sinh\left(\frac{z}{\sqrt{D\tau}}\right) + \\ & C_2^{(j)} \cosh\left(\frac{z}{\sqrt{D\tau}}\right) + \frac{G_0\tau}{1-\alpha_p^2 D\tau} \exp(-\alpha_p z) \end{aligned} \quad 4.48$$

gdzie  $C_1^{(j)}$  i  $C_2^{(j)}$  są stałymi charakterystycznymi dla danej bariery.

Przyjmujemy, że rozwiązania równania 4.46 dla wszystkich rozważanych obszarów zachowują ciągłość. Warunek ten dla sąsiadujących barier  $j$  oraz  $j+1$  przyjmuje postać:

$$C_2^{(j+1)} - C_2^{(j)} = (C_1^{(j)} - C_1^{(j+1)}) \tanh\left(\frac{z_{QW}^{(j)}}{\sqrt{D\tau}}\right) \quad 4.49$$

gdzie  $z_{QW}^{(j)}$  określa położenie  $j$ -tej studni.

Drugi warunek, który musi spełnić rozwiązanie równania dyfuzji jest zachowanie w barierze  $j$  oraz  $j+1$  bilansu nośników w stanie ustalonym dla studni kwantowej mieszczącej się pomiędzy tymi barierami (czyli  $j$ -tej):

$$J_L^{(j)} - J_P^{(j)} = d_{QW}^{(j)} \left( A n_{QW}^{(j)} + B n_{QW}^{(j)2} + C n_{QW}^{(j)3} + L_{st}^{(j)} \right) \quad 4.50$$

gdzie:

$$J_L^{(j)} = -D \frac{dn_b^{(j)}}{dz} \Big|_{z=z_{QW}^{(j)}} \quad \text{oraz} \quad J_P^{(j)} = -D \frac{dn_b^{(j+1)}}{dz} \Big|_{z=z_{QW}^{(j)}} \quad 4.51$$

oznaczają strumienie nośników wpływających do studni z lewej oraz prawej strony,  $n_{QW}$  to koncentracja nośników w studni,  $d_{QW}$  – grubość studni, a  $z_{QW}$  – położenie studni.  $L_{st}$  jest natomiast składnikiem, który odpowiada za straty wynikające z wypalania nośników na skutek emisji wymuszonej. Dla  $j$ -tej studni straty te są opisane zależnością:

$$L_{\text{st}}^{(j)} = \frac{q_e}{E_e \cdot d_{\text{QW}}^{(j)}} \cdot \frac{g_{\text{QW}}^{(j)} \cdot \Gamma^{(j)}}{(g_c \Gamma_c)_{\text{th}}} \quad 4.52$$

gdzie  $q_e$  oznacza powierzchniową gęstość mocy emitowanej,  $g_{\text{QW}}^{(j)}$  – wzmacnienie materiałowe  $j$ -tej studni,  $\Gamma^{(j)}$  – współczynnik wypełnienia dla  $j$ -tej studni,  $E_e$  – energię emitowanego fotonu,  $g_c$  – całkowite wzmacnienia materiałowe obszaru czynnego, a  $\Gamma_c$  to całkowity współczynnik wypełnienia obszaru czynnego tj. dla wszystkich studni. Indeks „th” przy iloczynie  $g_c \Gamma_c$  oznacza warunek progowy akcji laserowej opisany w podrozdziale 4.1. Współczynnik wypełnienia dla  $j$ -tej studni definiuje się następująco:

$$\Gamma^{(j)} = \frac{\left| E_{(j)}^+ \exp\left(ik_{(j)} z_{\text{QW}}^{(j)}\right) + E_{(j)}^- \exp\left(-ik_{(j)} z_{\text{QW}}^{(j)}\right) \right|^2}{\left| E_0^+ \right|^2 + \left| E_0^- \right|^2} \quad 4.53$$

gdzie  $E_{(j)}^+$  i  $E_{(j)}^-$  są natężeniami pola elektrycznego fal biegnących wzdłuż osi lasera w przeciwnych kierunkach w  $j$ -tej studni, a  $E_0^+$  i  $E_0^-$  to analogiczne natężenia dla warstwy początkowej oznaczonej indeksem 0 (zazwyczaj warstwą tą jest powietrze lub podłoże lasera). Całkowity współczynnik wypełnienia  $\Gamma_c$  jest sumą wszystkich współczynników  $\Gamma$  (dla wszystkich studni):

$$\Gamma_c = \sum_j \Gamma^{(j)} \quad 4.54$$

Koncentrację  $n_{\text{QW}}$  nośników w studni można związać z koncentracją  $n_b$  nośników w barierze znajdującej się nad tą studnią poprzez równania:

$$n_b = \int_{E_c^b}^{\infty} f(E)g(E)dE, \quad n_{\text{QW}} = \int_{E_c^{\text{QW}}}^{\infty} f(E)g(E)dE \quad 4.55$$

gdzie  $E$  oznacza energię,  $g(E)$  – gęstość stanów, a  $f(E)$  to rozkład Fermiego-Diraca. W pierwszym równaniu całkowanie odbywa się od dolnej krawędzi pasma przewodnictwa bariery  $E_c^b$ , a w drugim od dna pasma przewodnictwa studni  $E_c^{\text{QW}}$ . Znając wartość jednej z tych koncentracji możemy wyznaczyć poziom Fermiego i obliczyć wartość drugiej koncentracji.

Zakładamy ponadto, że nośniki pozostają ograniczone w obszarze czynnym, co oznacza zerowanie się pochodnej koncentracji nośników po współrzędnej osiowej z na krańcach obszaru czynnego:

$$\left. \frac{dn}{dz} \right|_{z=0}, \left. \frac{dn}{dz} \right|_{z=L} \quad 4.56$$

Przedstawiony komplet równań umożliwia wyznaczenie koncentracji nośników w studniach kwantowych oraz barierach. Jeśli w obszarze czynnym znajdują się dodatkowe warstwy ograniczające nośniki, to obszar ten dzieli się na niezależne części, w których osobno rozwiązuje się równania dyfuzji.

### 4.3 MODEL ZJAWISK TERMICZNYCH

Przebieg zjawisk cieplnych w przyrządach półprzewodnikowych w warunkach pracy z falą ciągłą (*Continuous Wave – CW*), czyli pracy nie impulsowej, opisuje równanie 3.14, czyli równanie przewodnictwa cieplnego Fouriera-Kirchhoffa. Współczynnik przewodności cieplnej  $\kappa$  z tego równania zależy głównie od materiału i jest także zależny od temperatury [103]. Jego zależność od koncentracji nośników dla analizowanych przez mnie materiałów jest w temperaturze pokojowej bardzo mała i została pominięta.

Generacja ciepła w laserze półprzewodnikowym zachodzi głównie w wyniku rekombinacji niepromienistych. Dominującym źródłem rekombinacji niepromienistej jest obszar czynny lasera, w którym zachodzi rekombinacja elektronów i dziur. Absorpcja promieniowania w znacznej mierze ogranicza się do obszaru czynnego, gdzie zazwyczaj znajduje się obszar o najmniejszej przerwie energetycznej. W tym obszarze zachodzi absorpcja międzypasmowa, która przekłada się na wzrost inwersji obsadzeń w obszarze czynnym. Poza obszarem czynnym, w warstwach o szerokiej przerwie energetycznej, występuje absorpcja na swobodnych nośnikach oraz, w laserach emitujących promieniowanie z zakresu 1310-1550 nm, absorpcja wewnątrzpasmowa. Ich wkład w generację ciepła w laserze jest jednak pomijalny. W obliczeniach przyjęto, że źródłem ciepła jest obszar czynny, w którym zachodzi rekombinacja elektronów i dziur wywołana przepływem prądu (w przypadku laserów pobudzanych elektrycznie) bądź zewnętrznym pobudzeniem optycznym (w przypadku optycznie pobudzanych laserów) modyfikowana przez procesy międzypasmowej reabsorpcji promieniowania generowanego przez laser. Powierzchniowa gęstość źródeł ciepła powstała w ten sposób wyrażona jest następującym wzorem:

$$q_{pn}(r, z) = U_{pn}(r, z)j_{pn}(r, z)(1 - \eta_i) \text{ [W/m}^2\text{]} \quad 4.57$$

gdzie  $U_{pn}$  i  $j_{pn}$  oznaczają odpowiednio spadek napięcia na złączu oraz gęstość przepływającego przez niego prądu, a  $\eta_i$  jest wewnętrzną sprawnością kwantową.

Absorpcja promieniowania stymulowanego zachodzi także głównie w obszarze czynnym, gdzie, podobnie jak poprzednio, poprawia jedynie inwersję obsadzeń. Natomiast jej ewentualne występowanie w innych obszarach lasera związane jest z przestrzenną gęstością źródeł ciepła wyrażającą się poniższą zależnością:

$$g_s(r, z) = \alpha(r, z)I_{\text{int}}(r, z) \text{ [W/m}^3\text{]} \quad 4.58$$

gdzie  $\alpha$  to współczynnik absorpcji promieniowania stymulowanego a  $I_{\text{int}}$  natężenie promieniowania rozchodzącego się wewnątrz rezonatora lasera.

Z kolei objętościową generację ciepła Joule'a opisuje zależność:

$$g_J(r, z) = \rho(r, z)j^2(r, z) \text{ [W/m}^3\text{]} \quad 4.59$$

w której  $\rho$  to zależna od koncentracji nośników i temperatury rezystywność elektryczna.

Analogiczną, powierzchniową generację barierową można przedstawić następująco:

$$q_C(r, z) = R_C j_C^2(r, z) \text{ [W/m}^2\text{]} \quad 4.60$$

gdzie  $R_C$  oznacza rezystywność kontaktów, a  $j_C$  gęstość przepływającego przez nie prądu.

W obliczeniach przyjmujemy symetrię cylindryczną, co wyraża się w następującym warunku brzegowym:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad 4.61$$

Należy jeszcze założyć warunki brzegowe dla temperatury na bocznych ściankach oraz górnej powierzchni lasera. Z uwagi na zdecydowanie bardziej intensywne odprowadzenie strumienia ciepła przez styk do chłodnicy / obudowy lasera od pozostałych możliwych procesów jego wyprowadzenia z obszaru lasera

(poprzez promieniowanie cieplne, w wyniku konwekcji bądź też przewodzenie ciepła przez górne doprowadzenie zasilania), przyjmuje się, że wszystkie ścianki lasera oprócz jego podstawy są cieplnie izolowane i zakłada się dla nich adiabatyczny warunek brzegowy:

$$\left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{\text{pow. boczna}} = 0 \quad 4.62$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{\text{pow. góna}} = 0 \quad 4.63$$

Zakłada się ponadto temperaturę dolnej powierzchni chłodnicy / obudowy równą ustalonej temperaturze otoczenia, co jest konsekwencją założenia znacznie większych rozmiarów obudowy od kryształu lasera.

Przedstawiony model termiczny pozwala na znalezienie rozkładu temperatury w całej strukturze podczas pracy lasera w reżimie ciągłym [104]. Metodą numeryczną stosowaną do obliczeń w tym modelu jest, podobnie jak w przypadku modelu elektrycznego, metoda elementu skończonego [100].

### Pobudzenie optyczne

Na potrzeby symulacji optycznie pobudzanych laserów VECSEL założono, że w procesie absorpcji wiązki pompującej jej znormalizowany rozkład radialny nie ulega zmianie, zaś jej rozkład wzdłuż osi lasera z zmienia się eksponencjalnie wraz z głębokością wnikania do struktury absorbującej. W obliczeniach zostały pominięte odbicia wewnętrzne od płaszczyzn pomiędzy warstwami lasera. Dla dowolnej warstwy absorbującej o grubości  $d$  można zapisać następujące równania na gęstość mocy wchodzącej i wychodzącej:

$$q_{\text{in}}(r) = \frac{A_{\text{in}}}{2\pi\sigma_p^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad 4.64$$

$$q_{\text{out}}(r) = \frac{A_{\text{out}}}{2\pi\sigma_p^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad 4.65$$

gdzie  $A_{\text{in}}$  i  $A_{\text{out}}$  są amplitudami rozkładu, a  $\sigma_p$  – szerokością krzywej Gaussa.

Wykorzystując powyższe równania, można wyznaczyć całkowitą moc wchodzącą i wychodzącą z danej warstwy lasera:

$$P_{\text{in}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \frac{A_{\text{in}}}{2\pi\sigma_p^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}\right) dx dy = A_{\text{in}} \cdot 1 = A_{\text{in}} \quad 4.66$$

$$P_{\text{out}} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int \frac{A_{\text{out}}}{2\pi\sigma_p^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}\right) dx dy = A_{\text{out}} \cdot 1 = A_{\text{out}} \quad 4.67$$

Zgodnie z prawem Beera-Lamberta-Bougera, opisującym absorpcję promieniowania w warstwie o grubości  $d$  i współczynnika absorpcji  $\alpha$ , zależność pomiędzy mocą wchodzącą i wychodzącą można ująć równaniem:

$$P_{\text{out}} = P_{\text{in}} \exp(-d\alpha) \quad 4.68$$

Moc absorbowana w jednostce objętości dla określonego  $r$  jest równa:

$$\rho(r) = \frac{q_{\text{in}}(r) - q_{\text{out}}(r)}{d} \quad 4.69$$

Biorąc pod uwagę zależności 4.64 – 4.67, można zapisać:

$$\rho(r) = \frac{1}{2\pi\sigma_p^2 d} (P_{\text{in}} - P_{\text{out}}) \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad 4.70$$

co, po uwzględnieniu równania 4.68, przyjmie postać:

$$\rho(r) = \frac{P_{\text{in}}}{2\pi\sigma_p^2 d} (1 - \exp(-d\alpha)) \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad 4.71$$

którą można zapisać w skróconej formie:

$$\rho(r) = \rho_{r,0} \exp\left(-\frac{r^2}{2\sigma_p^2}\right) \quad 4.72$$

gdzie  $\rho_{r,0} = \frac{P_{in}}{2\pi\sigma_p^2 d} (1 - \exp(-d\alpha))$ .

Analogiczną zależność można zapisać dla każdej warstwy lasera, przy czym wyznaczając wartość  $P_{in}$  należy uwzględnić redukcję promieniowania wynikającą z absorpcji w warstwach, przez które wcześniej przebiegała wiązka.

Przedstawiony model umożliwia wyznaczenie gęstości źródeł ciepła, które następnie uwzględniane zostają w równaniu przewodnictwa cieplnego 3.14 [100].

## 4.4 MODEL WZMOCNIENIA

Spektralny rozkład wzmocnienia optycznego jest wyznaczany w pracy za pomocą Złotej Reguły Fermiego w parabolicznym przybliżeniu pasm energetycznych, która dla pojedynczej studni kwantowej prowadzi do następującej zależności [105]:

$$g(\hbar\omega) = \sum_m \int_{-\infty}^{+\infty} G_{lm}(\varepsilon) \Lambda(\hbar\omega - \varepsilon) d\varepsilon \quad 4.73$$

gdzie sumowanie odbywa się po wszystkich dostępnych parach stanów  $m$ , a całkowanie po całym zakresie energii, i gdzie wzmocnienie  $G_{lm}$  jest wyrażone następującą zależnością:

$$G_{lm}(\hbar\omega) = \frac{e^2 \pi \rho_r^{2D}(\hbar\omega) |M|^2}{n_R \varepsilon_0 m_0^2 c \omega} \left\{ F_c [E_e(m, \hbar\omega)] - F_v [E_h(m, \hbar\omega)] \right\} \quad 4.74$$

gdzie  $e$  to ładunek elementarny,  $m_0$  – spoczynkowa masa elektronu,  $\rho_r^{2D}$  – dwuwymiarowa zredukowana gęstość stanów,  $\varepsilon_0$  – przenikalność dielektryczna próżni,  $\omega$  – częstość fotonu,  $M$  – element macierzowy przejścia,  $E_e$  i  $E_h$  – energie rekombinującego elektronu i rekombinującej dziury,  $F_c$  i  $F_v$  – quasi poziomy Fermiego, czyli prawdopodobieństwa znajdowania się elektronów w stanach  $E_e$  i  $E_h$ ,  $n_R$  – współczynnik załamania światła dla materiału studni,  $\Lambda$  – funkcja opisująca poszerzenie (w przypadku zwykłych mechanizmów rozproszeniowych – typu Lorentza). Dodatkowo należy uwzględnić poszerzenie spektralne

wywołane zwykle przez mechanizmy rozproszeniowe. Element macierzowy przejścia można wyznaczyć na podstawie modelu Kane'a:

$$|M|^2 = \frac{1}{2} m_0 \left( \frac{m_0}{m_e^*} - 1 \right) \frac{E_g (E_g + \Delta_{so})}{E_g + \frac{2}{3} \Delta_{so}} \quad 4.75$$

gdzie:  $E_g$  – przerwa energetyczna materiału,  $m_e^*$  – efektywna masa elektronu w studni kwantowej,  $\Delta_{so}$  – energia odszczepienia pasma powstałego na skutek oddziaływania spin-orbita.

## 4.5 ALGORYTM OBLICZEŃ PROGOWYCH

Opisane modele dotyczące zjawisk optycznych, elektrycznych, termicznych, dyfuzji oraz wzmocnienia w laserze półprzewodnikowym są ze sobą wzajemnie powiązane. Należy je zatem rozpatrywać całościowo, w jednym, samouzgodnionym modelu. W przeciwnym wypadku otrzymane wyniki mogą być w znacznym stopniu błędne. Należy także podkreślić, że oprócz powiązań występujących pomiędzy poszczególnymi modelami istnieją również analogiczne interakcje w obrębie samych modeli. Oznacza to, że chcąc uzyskać możliwie najdokładniejsze wyniki, obliczenia powinny być przeprowadzane w sposób umożliwiający uwzględnienie jak największej ilości zależności pomiędzy parametrami całego modelu. Wykorzystany w pracy algorytm obliczeń numerycznych w progu akcji laserowej (Rys. 4.4) uwzględnia wzajemny wpływ opisanych zjawisk. Przejawia się to uzgadnianiem wyników obliczeń dla kolejnych procesów fizycznych. Celem analizy zjawisk fizycznych występujących w progu akcji laserowej jest wyznaczenie rozkładów potencjału, temperatury, gęstości prądu, rozkładu koncentracji nośników oraz wzmocnienia optycznego w symulowanej strukturze, a następnie wyznaczenie wartości wzmocnienia modowego  $G_{lm}$  dla określonego zbioru modów. Wzmocnienie modowe  $G_{lm}$  jest powiązane z urojoną częścią zespolonego współczynnika załamania światła ze wzoru 4.1 następującą zależnością:

$$G_{lm} = 2k_0 N_R^{im} \quad 4.76$$



Poprawna jest równość:

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dz^2} E(z) = -k^2 E(z) = -k_0^2 n_{\text{eff}}^2 E(z) = -k_0^2 (n_{\text{eff}}^{\text{re}} - i n_{\text{eff}}^{\text{im}})^2 E(z) = \\ -k_0^2 \left( n_{\text{eff}}^{\text{re}} - i \frac{G_{\text{lm}}}{2k_0} \right)^2 E(z) \end{aligned} \quad 4.77$$

A także:

$$\frac{d^2}{dz^2} E(z) = -k^2 E(z) = -\frac{4\pi^2}{\lambda^2} E(z) = -\frac{4\pi^2}{(\lambda_{\text{re}} + i\lambda_{\text{im}})^2} E(z) \quad 4.78$$

gdzie  $k = k_0 n_{\text{eff}}$ ,  $n_{\text{eff}} = n_{\text{eff}}^{\text{re}} - i n_{\text{eff}}^{\text{im}}$  oraz  $n_{\text{eff}}^{\text{im}} = \frac{G_{\text{lm}}}{2k_0}$  [104].

Otrzymujemy więc:

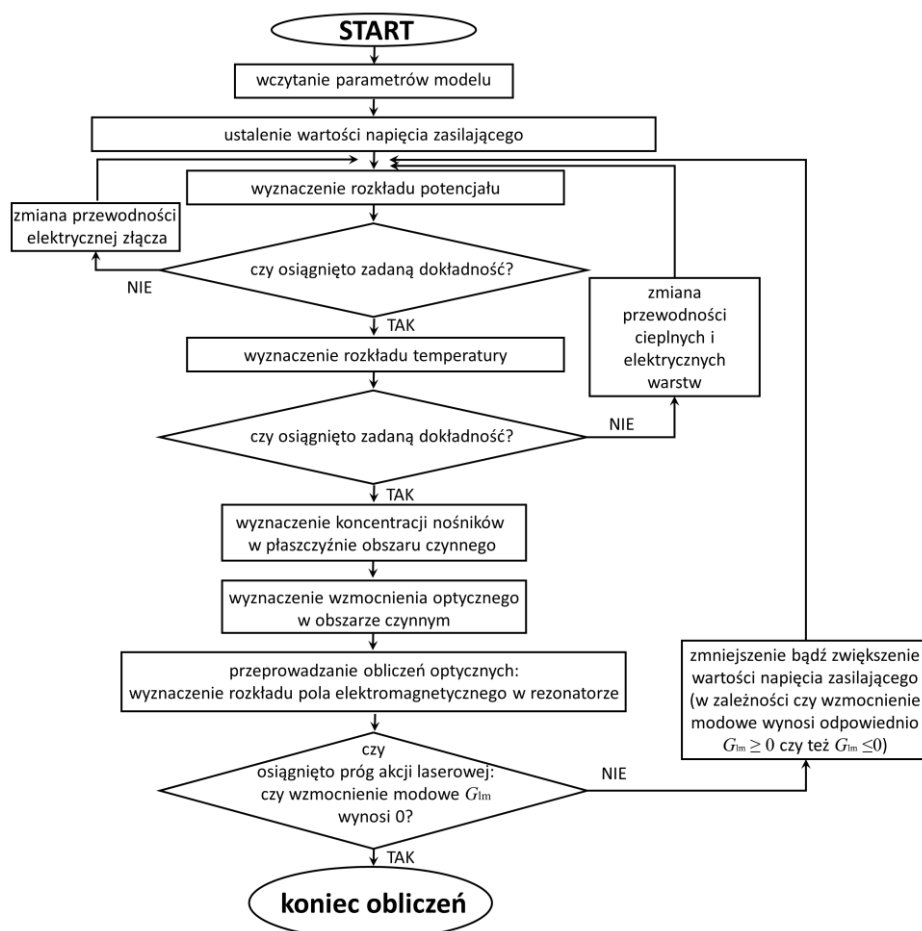
$$\begin{aligned} k_0^2 \left( n_{\text{eff}}^{\text{re}} - i \frac{G_{\text{lm}}}{2k_0} \right)^2 &= \frac{4\pi^2}{(\lambda_{\text{re}} + i\lambda_{\text{im}})^2} \\ \frac{k_0}{2\pi} \left( n_{\text{eff}}^{\text{re}} - i \frac{G_{\text{lm}}}{2k_0} \right) &= \frac{\lambda_{\text{re}} - i\lambda_{\text{im}}}{(\lambda_{\text{re}} + i\lambda_{\text{im}})(\lambda_{\text{re}} - i\lambda_{\text{im}})} \\ \frac{k_0}{2\pi} \left( n_{\text{eff}}^{\text{re}} - i \frac{G_{\text{lm}}}{2k_0} \right) &= \frac{\lambda_{\text{re}} - i\lambda_{\text{im}}}{\lambda_{\text{re}}^2 + \lambda_{\text{im}}^2} \end{aligned} \quad 4.79$$

$G_{\text{lm}}$  jest więc powiązane z zespoloną długością emitowanej fali ( $\lambda = \lambda_{\text{re}} + i\lambda_{\text{im}}$ ) wzorem:

$$G_{\text{lm}} = \frac{4\pi\lambda_{\text{im}}}{\lambda_{\text{re}}^2 + \lambda_{\text{im}}^2} \quad 4.80$$

Napięcie (a tym samym obliczona wartość prądu płynącego przez laser), dla którego  $G_{\text{lm}} = 0 \text{ cm}^{-1}$  oznacza napięcie (prąd) progowe.

Zastosowany w pracy algorytm obliczeń progowych przedstawiony jest na Rys. 4.4. Po wczytaniu przez algorytm numerycznych parametrów modelu ustawiana jest początkowa wartość napięcia zasilającego. Na jej podstawie wyznaczany jest rozkład potencjału i temperatury w urządzeniu. Następnie wyznaczana jest koncentracja nośników w obszarze czynnym oraz wynikające z niej wzmocnienie optyczne obszaru czynnego. Kolejnym krokiem jest przeprowadzenie obliczeń optycznych mających na celu wyznaczenie rozkładu pola elektromagnetycznego w rezonatorze. Na tym etapie obliczone zostaje wzmocnienie modowe  $G_{lm}$ . Jeśli wartość ta jest różna od 0 powtarzana jest całość obliczeń dla zmienionej wartości napięcia. W przypadku osiągnięcia z zakładaną dokładnością wartości  $G_{lm} \approx 0$  obliczenia zostają zakończone.



Rys. 4.4. Zastosowany w pracy algorytm obliczeń progowych

## 4.6 MODEL NADPROGOWY

Model nadprogowy umożliwia numeryczną analizę nadprogowej pracy laserów półprzewodnikowych w stanie ustalonym. W celu przeprowadzenia obliczeń nadprogowych należy uwzględnić zjawisko przestrzennego wypalania nośników (*Spatial Hole Burning*) w warstwie czynnej. Gęstość strumienia energii niesionej przez falę elektromagnetyczną, która jest odpowiedzialna za wypalanie nośników, opisuje wektor Poyntinga:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad 4.81$$

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

W przypadku fali płaskiej wartość wektora Poyntinga można opisać zależnością:

$$\|\mathbf{S}\| = \frac{n_R}{c\mu_0} E_{EM}^2 \quad 4.82$$

gdzie  $E_{EM}$  – amplituda natężenia pola elektrycznego fali elektromagnetycznej.

### Jednomodowa praca lasera

W przypadku gdy laser emituje tylko jeden mod, wypalanie nośników w warstwie obszaru czynnego lasera można uwzględnić w równaniu dyfuzji 4.41, poprzez wprowadzenie dodatkowego składnika  $W_{HB}^{sm}$  odpowiedzialnego za to zjawisko:

$$\begin{aligned} D(T) \left( \frac{d^2 n(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn(r)}{dr} \right) + \\ - (A(T)n(r) + B(T)n^2(r) + C(T)n^3(r)) \\ + \frac{j(r)}{ed_{AL}} - W_{HB}^{sm}(r, \hbar\omega) = 0 \end{aligned} \quad 4.83$$

gdzie:  $\omega$  – częstość modu  $LP_{lm}$ . Wartość składnika  $W_{HB}^{sm}$  jest powiązana z wartością wektora Poyntinga w następujący sposób:

$$W_{\text{HB}}^{\text{sm}} = \frac{g(\hbar\omega)M_{\text{LP}_{lm}}^2(r)}{\hbar\omega} \|\mathbf{S}\| \quad 4.84$$

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

Moc promieniowania  $P$  emitowana przez laser jest natomiast powiązana z wektorem Poyntinga wzorem:

$$P = \frac{1}{2} [\pi \|\mathbf{S}\| \int_0^{r_{\text{AL}}} M_{\text{LP}_{lm}}(r) dr] (1 - R) \quad 4.85$$

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

### Wielomodowa praca lasera

W przypadku pracy lasera jednocześnie na  $n_{\text{LP}}$  modach  $\text{LP}_{lm}$ , profil koncentracji nośników w płaszczyźnie warstwy obszaru czynnego opisany jest równaniem:

$$\begin{aligned} D(T) \left( \frac{d^2 n(r)}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dn(r)}{dr} \right) + \\ - (A(T)n(r) + B(T)n^2(r) + C(T)n^3(r)) + \\ \frac{j(r)}{ed_{\text{AL}}} - W_{\text{HB}}^{\text{mm}}(r, \hbar\omega) = 0 \end{aligned} \quad 4.86$$

gdzie:  $W_{\text{HB}}^{\text{mm}}$  – składnik, którego wartość odpowiada wypalaniu nośników podczas wielomodowej pracy lasera. Jego wartość można otrzymać z następującej zależności:

$$W_{\text{HB}}^{\text{mm}} = \frac{n_{\text{R}}}{c\mu_0} \sum_{i=1}^{n_{\text{LP}}} \frac{g^i(\hbar\omega^i) E_{\text{EM}}^i M_{\text{LP}_{lm}}^i{}^2(r)}{\hbar\omega^i} \quad 4.87$$

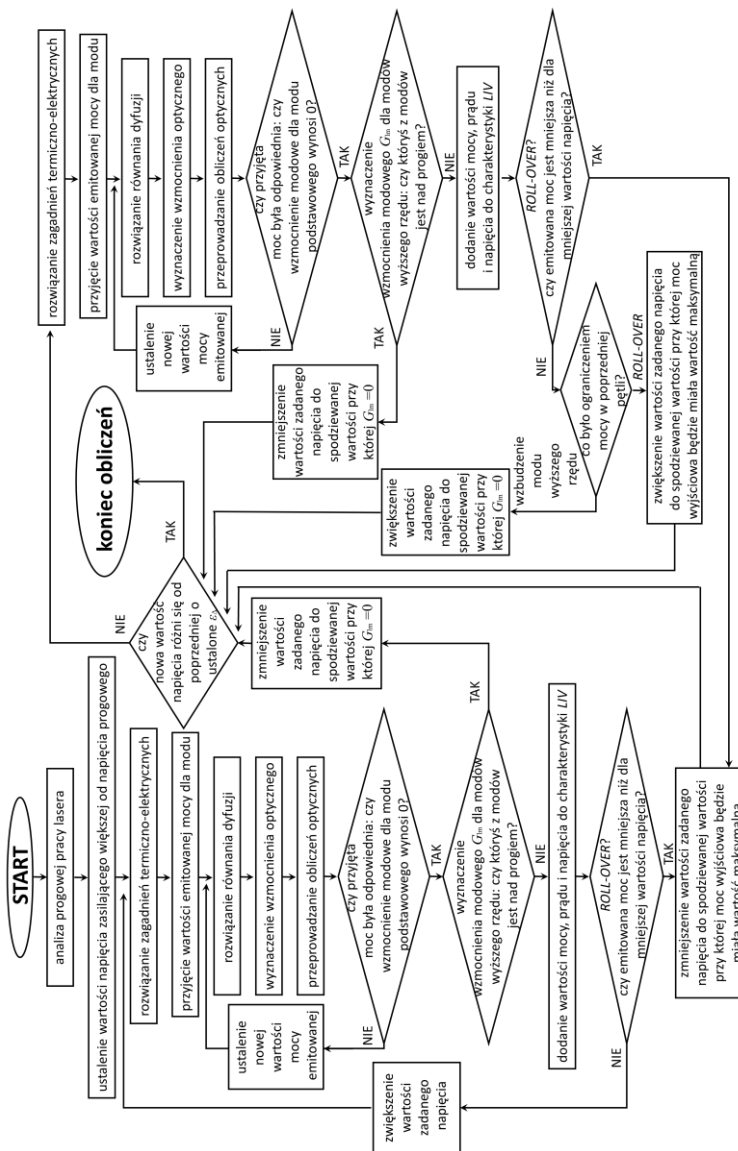
gdzie:  $g^i$  – wzmacnienie optyczne,  $E_{EM}^i$  – amplituda pola elektrycznego,  $M_{LP_{lm}}^i$  – unormowany rozkład natężenia pola elektrycznego w kierunku radialnym oraz  $\omega^i$  – częstość, odpowiednio dla  $i$ -tego modu  $LP_{lm}$ .

Ostatecznie moc promieniowania emitowanego przez laser podczas pracy wielomodowej jest dana wzorem:

$$P^{mm} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\pi n_R}{c \mu_0} \sum_{i=1}^{n_{LP}} \left( \int_0^{r_{AL}} E_{EM}^i{}^2 M_{LP_{lm}}^i(r) dr^i \right) (1 - R) \right] \quad 4.88$$

### Algorytm obliczeń nadprogowych w przypadku laserów pobudzanych elektrycznie

Analiza pracy nadprogowej lasera typu VCSEL bądź EP-VECSEL wymaga w pierwszej fazie posłużenia się modelem progowym celem uzyskania, między innymi, unormowanego rozkładu w kierunku radialnym natężenia pola elektromagnetycznego badanego modu TEM /  $LP_{sm}$  w przypadku analizy jednomodowej pracy lasera, bądź kilku modów TEM /  $LP_{lm}$  w przypadku pracy wielomodowej. Dysponując tym rozkładem można posłużyć się modelem nadprogowym. W pracy skupiano się jedynie na analizie pracy jednomodowej lasera pracującego na modzie podstawowym TEM<sub>00</sub> / LP<sub>01</sub>. Algorytm przedstawiający kolejność obliczeń w takim przypadku został pokazany na Rys. 4.5. Po wczytaniu parametrów modelu przyjmowana jest początkowa wartość napięcia zasilającego. Na jej podstawie wyznaczany jest rozkład potencjału i temperatury w urządzeniu. Następnie wyznaczana jest koncentracja nośników w obszarze czynnym na podstawie zmodyfikowanych równań dyfuzji (równanie 4.83) oraz wynikające z niej wzmacnienie optyczne obszaru czynnego. Kolejnym krokiem jest przeprowadzenie obliczeń optycznych mających na celu wyznaczenie rozkładu pola elektromagnetycznego w rezonatorze. Na tym etapie obliczone zostaje wzmacnienie modowe  $G_{lm}$ . W przypadku analizy jednomodowej pracy lasera wartość emitowanej mocy  $P$  jest wyznaczana dzięki spełnieniu warunku o równoważeniu się strat i wzmacnienia optycznego. Oznacza to, iż wartość wzmacnienia modowego  $G_{lm}$  musi wynieść zero.

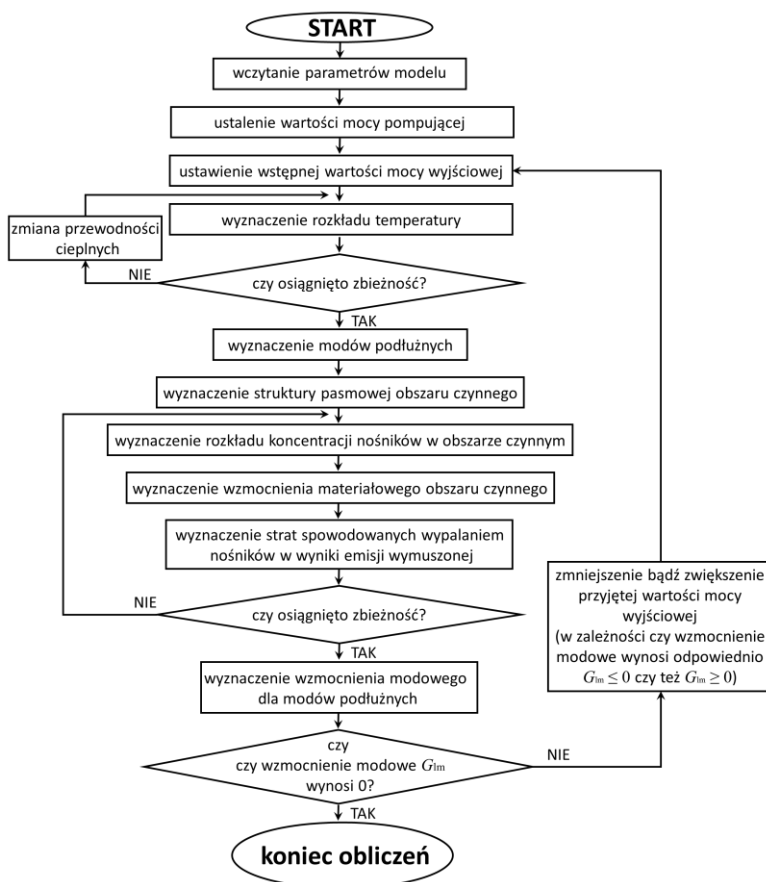


Rys. 4.5. Zastosowany w pracy algorytm obliczeń nadprogowych mających na celu wyznaczenie charakterystyki prąd-napięcie-emitowana moc (LIV) w reżimie jednomodowym

### Algorytm obliczeń nadprogowych w przypadku laserów pobudzanych optycznie

Wykorzystując opisane wyżej moduły do symulacji zjawisk cieplnych, optycznych, dyfuzji i wzmocnienia w optycznie pobudzanych laserach typu

VECSEL w obliczeniach połączono je w samouzgodniony model umożliwiający pełną analizę pracy takiego lasera. Schemat blokowy algorytmu do obliczeń nadprogowych przedstawia Rys. 4.6. Algorytm obliczeń w tym przypadku posiada dwie różnice w porównaniu do algorytmu wykorzystywanego w elektrycznie pobudzanych laserach. Po pierwsze na początku obliczeń zamiast napięcia elektrycznego zakładana jest wartość mocy optycznej pobudzającej przyrząd, na podstawie której wyznaczany jest rozkład temperatury i koncentracji nośników w urządzeniu. Po drugie, w algorytmie tym nie występuje warunek wzbudzenia się modu wyższego rzędu. Ze względu na specyfikę lasera OP-VECSEL występuje w nim jedynie podstawowy mod poprzeczny i jedynym ograniczeniem jego mocy jest zjawisko zagięcia charakterystyki mocy (*roll-over*). Poza tymi różnicami, algorytm jest zbliżony do wcześniej opisanego przypadku.



Rys. 4.6. Zastosowany w pracy algorytm obliczeń nadprogowych mających na celu wyznaczenie charakterystyki emitowanej mocy  $P_{out}$  od mocy pompującej  $P_{pump}$  w optycznie pobudzanych laserach typu VECSEL

## 4.7 ZGODNOŚĆ MODELU Z EKSPERYMENTEM

Wszystkie wyżej wymienione modele są ze sobą sprzężone za pomocą fizycznych parametrów. Taka współzależność modeli umożliwia analizę złożonych, nieliniowych, procesów zachodzących w laserze. Dokładność wyżej opisanego samouzgodnionego modelu potwierdziłem w przeszłości dzięki porównaniu z eksperymentalnymi pomiarami laserów typu VCSEL oraz VECSEL [67], [72], [81], [86], [106], [107], [108]. Ponadto inne prace Zespołu Fotoniki [109], [110], [111] również potwierdzają wiarygodność używanego przeze mnie oprogramowania. Wyniki porównania z eksperymentem są także zamieszczone w rozdziałach 5.2, 6.2 i 7.2 niniejszej pracy.

## 4.8 DANE MATERIAŁOWE

W tabelach 1-3 przedstawione zostały dane materiałowe wykorzystywane w prowadzonych obliczeniach numerycznych zjawisk fizycznych zachodzących w laserach typu VCSEL, EP-VECSEL oraz OP-VECSEL, emitujących odpowiednio promieniowanie o długościach fal: 1310 nm, 1480 nm, 1550 nm. Obszary czynne (studnie kwantowe i bariery) wszystkich badanych laserów bazowały na poczwórnym związku InAlGaAs, jednakże o różnym składzie molowym, co przekładało się na różne długości emitowanych fal. Rozważane były studnie kwantowe o następujących składach:  $\text{In}_{0.67}\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.13}\text{As}$  (1310 nm),  $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$  (1480 nm),  $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$  (1550 nm).

Tabela 1 gromadzi wykorzystywane w obliczeniach przewodności termiczne, elektryczne oraz współczynniki załamania światła dla rozważanych długości fali. W Tabeli 2 są przedstawione współczynniki absorpcji różnych materiałów dla rozważanych długości fali. W tabeli tej podano także współczynniki absorpcji dla 980 nm, co jest długością fali źródła pompującego laser OP-VECSEL. Tabela 3 zawiera parametry dyfuzji i wzmocnienia obszaru czynnego w omawianych laserach. Wykres na Rys. 4.7 przedstawia z kolei współczynniki absorpcji i przewodności elektrycznej dla InP w zależności od poziomu domieszkowania. Wartości te wykorzystywane były w optymalizacji lasera EP-VECSEL.



Tabela 1. Przewodność termiczna  $k$ , elektryczna  $\sigma$  oraz współczynnik załamania światła  $n_R$  dla wykorzystywanych w obliczeniach materiałów dla 300 K; \* oznacza wartości zmierzone przez zespół *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)*, w Szwajcarii; \*\* oznacza wartości wyznaczone na drodze dopasowania wyników symulacyjnych do danych eksperymentalnych uzyskanych przez zespół *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)*, w Szwajcarii; - oznacza, że wartości dla tych parametrów nie były wykorzystywane

Materiał	$k$ [W/(mK)]	$\sigma$ [S/m]	$n_R$ @ 1.55 $\mu\text{m}$	$n_R$ @ 1.48 $\mu\text{m}$	$n_R$ @1.31 $\mu\text{m}$	$dn_R/dT$ [1/K]
Diament (CVD)	1200 [112]	-	2.4 [113]	2.4 [113]	-	$10^{-5}$ [113]
InP	68 [103]	$2.9 \cdot 10^4 @ 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $5.3 \cdot 10^4 @ 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [114], [115]	3.17 [116]	3.17 [116]	3.21 *	$2.79 \cdot 10^{-4}$ [116]
studnie kwantowe InAlGaAs	4 [70]	przewodność opisana równaniem diodowym	3.75 [117]	3.65 [117]	3.6 *	$5 \cdot 10^{-4}$ [117]
bariery oraz złącze tunelowe InAlGaAs	4 [70]	przewodność opisana równaniem diodowym	3.4 [117]	3.35 [117]	3.5 *	$5 \cdot 10^{-4}$ [117]
spacery InAlGaAs (OP-VECSEL 1550 nm)	4 [70]	-	3.3 [117]	-	-	$5 \cdot 10^{-4}$ [117]
$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$	26.3 [118]	$31 @ 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ; $685 @ 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	2.9386 [119]	2.95 [119]	2.98 *	$1.37 \cdot 10^{-4}$ [119]
GaAs	45.4 [118]	$10^3 @ 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ ; $1.6 \cdot 10^4 @ 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	3.374 [119]	3.42 [119]	3.408 *	$2.67 \cdot 10^{-4}$ [119]
InGaAsP	19 [120]	8000	3.4 [121]	3.4 [121]	3.5 *	$3 \cdot 10^{-4}$ [121]
Si (HCG w OP-VECSEL)	148 [122]	-	3.48 [123]	-	-	$1.72 \cdot 10^{-4}$ [123]
In	81.63 [124]	$11.6 \cdot 10^6$	-	-	-	-
Cu	400.8 [125]	$57.97 \cdot 10^6$	-	-	-	-

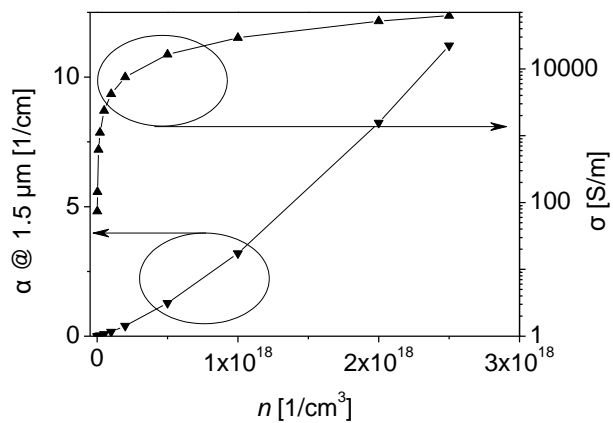
Tabela 2. Współczynniki absorpcji  $\alpha$  dla wykorzystywanych w symulacjach materiałów dla 300 K; \*\* oznacza wartości wyznaczone na drodze dopasowania wyników symulacyjnych do danych eksperymentalnych uzyskanych przez zespół *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)*, w Szwajcarii

Materiał	$\alpha$ dla 1.55 $\mu\text{m}$ , materiał niedomieszkowany [1/m]	$\alpha$ dla 1.48 $\mu\text{m}$ [1/m]	$\alpha$ dla 980 nm, materiał niedomieszkowany [1/m]	$d\alpha/dT$ [1/mK]
diamant	0	0	0	0
InP	1.5 [126]	$3.16 @ 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ $8.13 @ 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$	130 [126]	$4 \cdot 10^{-3}$ [126]

		[127]		
studnie kwantowe InAlGaAs	wzmocnienie	wzmocnienie	$2 \cdot 10^6$ **	wzmocnienie
bariery InAlGaAs	50 **	50 **	$1.5 \cdot 10^6$ **	$7 \cdot 10^{-2}$ **
spacery InAlGaAs	10 **	-	$1.5 \cdot 10^6$ **	$7 \cdot 10^{-2}$ **
$\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$	0	$5 @ 10^{18}\text{cm}^{-3}$ [128]	0	0.15 **
GaAs	0	$25 @ 10^{18}\text{cm}^{-3}$ [128]	0	0.15 **

Tabela 3. Parametry dyfuzji oraz wzmocnienia dla wykorzystywanych w symulacjach materiałów dla 300 K; \*\* oznacza wartości wyznaczone na drodze dopasowania wyników symulacyjnych do danych eksperymentalnych uzyskanych przez zespół *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)*, w Szwajcarii

Parametry dyfuzji:		Parametry wzmocnienia:		
Wsp. rekombinacji monomolekularnej $A$	$7 \cdot 10^7$ 1/s [129]		dla 1.55 $\mu\text{m}$ i 1.48 $\mu\text{m}$	
		Masa efektywna elektronu w QW	0.042 [130]	0.052 [129]
		Masa ef. ciężkiej dziury w QW	0.370 [130]	0.477 [129]
$dA/dT$	$7 \cdot 10^5$ 1/(sK) **	Masa ef. lekkiej dziury w QW	0.041 [130]	0.103 [129]
Wsp. rekombinacji promienista $B$	$1.1 \cdot 10^{-10}$ $\text{cm}^3/\text{s}$ [131]	Masa ef. elektr. w barierze	0.083 [130]	0.071 [129]
		Masa ef. ciężkiej dziury w barierze	0.400 [130]	0.6 [129]
$dB/dT$	$-2.2 \cdot 10^{-13}$ $\text{cm}^3/(\text{sK})$ **	Masa ef. lekkiej dziury w barierze	0.083 [130]	0.14 [129]
Wsp. rekombinacji Augera $C$	$7 \cdot 10^{-29}$ $\text{cm}^6\text{s}^{-1}$ [131]	$\Delta_{\text{so}}$	0.3548 eV [129]	0.3548 [129]
		$E_{\text{g QW}}$	0.7183 eV @ 1.55 $\mu\text{m}$ 0.7646 eV @ 1.48 $\mu\text{m}$ [129] i **	0.8823 [129] i **
$dC/dT$	$5.6 \cdot 10^{-31}$ $\text{cm}^6/(\text{sK})$ **	$dE_{\text{g QW}}/dT$	$-2 \cdot 10^{-4}$ eV/K [129] i **	$-2.3 \cdot 10^{-5}$ [129] i **
		Głębokość pasma przewodnictwa	0.25993 eV [129]	0.30171 [129]
Stała dyfuzji $D$	10 $\text{cm}^2/\text{s}$ [91]	Głębokość pasma walencyjnego	0.12615 eV [129]	0.14676 [129]



Rys. 4.7. Współczynnik absorpcji  $\alpha$  poniżej przerwy zabronionej [127] oraz przewodność elektryczna  $\sigma$  [114] w zależności od poziomu domieszkowania InP

---

# 5 VCSEL

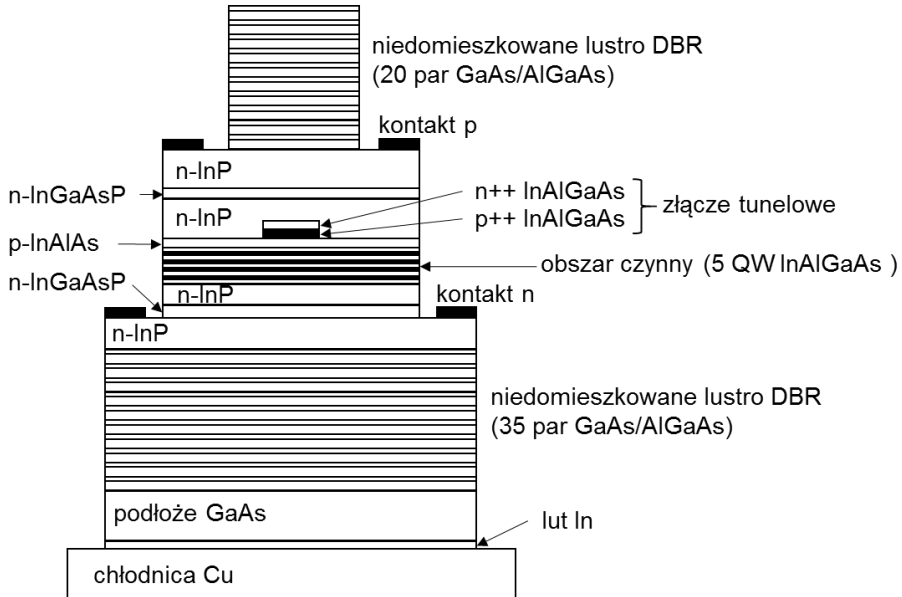
---

W rozdziale tym przedstawione są wyniki analizy struktur laserowych typu VCSEL emitujących promieniowanie z zakresu 1310 nm. Lasery takie są wytwarzane w ośrodku *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* w Lozannie w Szwajcarii, z którym współpracowano w ramach grantu SCOPES IZ73ZO\_128019 "*Coupled VCSEL arrays for gas-sensing and environmental control*" finansowanym przez *Swiss National Science Foundation*. Wyniki zamieszczone w tym rozdziale zostały opublikowane w [106] oraz [108]. Opisane wyniki analizy numerycznej dotyczące uzgodnienia parametrów modelu numerycznego na podstawie charakterystyk eksperymentalnych oraz wyniki symulacji elektryczno-termicznych i optycznych są naszego autorstwa. Wyniki eksperymentalne wykorzystane w tym rozdziale zostały uzyskane w *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* w Lozannie w Szwajcarii.

## 5.1 OPIS STRUKTURY LASERA VCSEL

Przedstawiony na *Rys. 5.1* schematycznie VCSEL jest elektrycznie pobudzonym laserem ze zwierciadłami DBR wykonanymi z GaAs/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As połączonymi z rezonatorem InP za pomocą techniki *wafar-fusion* (rozdział 1.9). Górne zwierciadło składa się z 20.5 par a dolne z 35 par warstw ćwierćfalowych. Długość wnęki rezonansowej pomiędzy lustrami wynosi 5/2 długości fali. Obszar czynny wyhodowany na podłożu InP o orientacji (100) składa się z 5 niedomieszkowanych studni kwantowych In<sub>0.67</sub>Al<sub>0.2</sub>Ga<sub>0.13</sub>As otoczonych barierami In<sub>0.42</sub>Al<sub>0.32</sub>Ga<sub>0.26</sub>As. Spektralne maksimum fotoluminescencji takiego obszaru czynnego przypada dla długości fali około 1260 nm w temperaturze pokojowej. Apertura elektryczna lasera jest zdefiniowana za pomocą selektywnie wytrawionego złącza tunelowego o średnicy od kilku do kilkunastu mikrometrów. Złącze tunelowe wykonane jest z dwóch warstw Al<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.3</sub>In<sub>0.52</sub>As silnie domieszkowanych:  $n^+ = 5e19 \text{ cm}^{-3}$  i  $p^+ = 2e18 \text{ cm}^{-3}$ , wyhodowanych na warstwie In<sub>0.52</sub>AlAs pełniącej rolę warstwy o przewodnictwie dziurowym w przedstawionej diodzie. Zgodnie z opisem w rozdziale 1.7 zastosowanie złącza tunelowego znacząco redukuje rozmiar obszaru typu p. Umożliwia to zastosowanie lepiej przewodzących warstw InP typu n oraz kontaktów elektrycznych o lepszych parametrach niż analogiczne, które mogłyby zostać zastosowane w przypadku typu p. Ze względu na nomenklaturę nazewnictwa kontaktów w diodach, górny kontakt nosi nazwę „p”, mimo że nie styka się bezpośrednio z obszarem o takim przewodnictwie. Struktura epitaksjalna

otrzymywana jest w niskociśnieniowym procesie napyłania warstw epitaksjalnych z fazy lotnej (LP-MOVPE – *Low-Pressure Metal-Organic Vapour Phase Epitaxy*) [132]. Na przedstawionym schemacie dostrzec można znajdujące się także cienkie warstwy InGaAsP, które pełnią rolę warstw powstrzymujących trawienie w procesie technologicznym. Warstwy te oraz warstwa złącza tunelowego, z uwagi na znaczną ich absorpcję, umieszczone są w węzłach fali stojącej lasera, by zminimalizować ich oddziaływanie z polem elektromagnetycznym.



Rys. 5.1. Schemat struktury lasera VCSEL, którego pomiary służyły do kalibracji modelu numerycznego opisanego w pracy

Tabela 4. Układ warstw lasera VCSEL wraz ich grubościami i typem domieszkowania

Ilość warstw	Materiał	Grubość [ $\mu\text{m}$ ]	Typ domieszkowania	
20x	GaAs	0.096	-	DBR górny
	AlGaAs	0.11	-	
	GaAs	0.096	n	Kontakt górny
	InP	0.197	n	
	InGaAsP	0.015	n	Złącze tunelowe
	InP	0.181	n	
	InAlGaAs	0.015	n++	
	InAlGaAs	0.015	p++	
	InAlAs	0.035	p	Bariera
	InAlAs	0.008	n	
5x	$\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0067	-	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.67}\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.13}\text{As}$	0.006	-	

	In <sub>0.42</sub> Al <sub>0.32</sub> Ga <sub>0.26</sub> As	0.0067	-	Bariera
	InP	0.05	n	
	InGaAsP	0.015	n+	Kontakt dolny
	InP	0.401	n	
35x	GaAs	0.096	-	DBR dolny
	AlGaAs	0.11	-	
	GaAs	0.096	-	
	In	5	-	Lut
	Cu			Chłodnica

## 5.2 KALIBRACJA MODELU NUMERYCZNEGO LASERA VCSEL NA PODSTAWIE EKSPERYMENTU

Pierwszy krok prowadzący do przeprowadzenia analizy w rozważanym laserze typu VCSEL polega na sprawdzeniu zgodności modelu z wynikami eksperymentalnymi, a następnie w przypadku ich niezgodności, zdiagnozowaniu powodów rozbieżności i ewentualnym modyfikowaniu parametrów obliczeniowych. Otrzymane na drodze symulacji komputerowej wyniki porównano z danymi eksperymentalnymi rzeczywistego lasera o takiej samej budowie (Rys. 5.1) wykonanego przez *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)*, w Szwajcarii, które to wyniki eksperymentalne otrzymano w ramach wspólnie realizowanego projektu. We wstępnej fazie prowadzonych obliczeń przyjęto parametry modelu przedstawione w rozdziale 4.8. Rys. 5.2 przedstawia zależność prądu progowego od temperatury zewnętrznej. Przebieg eksperymentalnej krzywej pokazuje istnienie minimum prądu progowego, które występuje dla temperatury około 60°C. Wynika ono z faktu, iż spektralne maksimum wzmocnienia materiałowego ( $\lambda_{\max}$ ) nie pokrywa się z rezonansem lasera VCSEL ( $\lambda_{\text{rez}}$ ). W temperaturze pokojowej zachodzi zależność:  $\lambda_{\text{rez}} > \lambda_{\max}$ . Na skutek wzrostu zewnętrznej temperatury następuje przesunięcie w stronę długich fal zarówno  $\lambda_{\text{rez}}$  jak i  $\lambda_{\max}$  jednak  $\lambda_{\max}$  przesuwa się znacznie szybciej wraz z temperaturą niż  $\lambda_{\text{rez}}$ . Redukcji odległości pomiędzy obiema długościami fali towarzyszy redukcja prądu progowego, ponieważ rezonansowa długość fali przypada na coraz większe wartości wzmocnienia materiałowego. Zrównanie obu długości fal następuje w temperaturze bliskiej 60°C, co tłumaczy istnienie minimum prądu progowego. Dalszy wzrost temperatury powoduje wzrost różnicy pomiędzy obiema długościami fali, co przyczynia się do wzrostu prądu progowego. Większe nachylenie krzywej prądu progowego po stronie niższych temperatur tłumaczy spektralna zależność wzmocnienia materiałowego. W niższych temperaturach rezonansowa długość fali przemieszcza się po stromym zboczu funkcji wzmocnienia, zaś w obszarze wysokich temperatur, rezonans znajduje się na

przeciwnym zboczzi funkcji wzmocnienia, której spadek w tym obszarze jest łagodniejszy (Rys. 5.3).

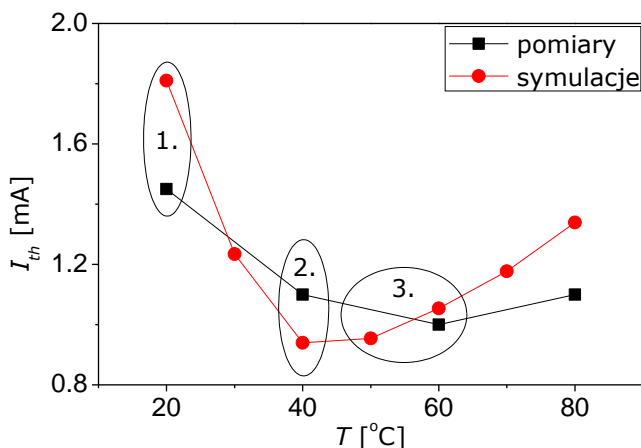
Eksperymentalna zależność prądu progowego jest dość dokładnie odzwierciedlona przez wyniki obliczeń numerycznych. Jednak przy bliższym skonfrontowaniu obu wykresów można dostrzec trzy obszary niezgodności (Rys. 5.2). Dokładna analiza pozwoliła określić potencjalne przyczyny tych niezgodności pomiędzy przyjętym modelem, a wynikami eksperymentalnymi, które to niezgodności można scharakteryzować w następujący sposób:

obszar 1: niezgodność spektrum wzmocnienia

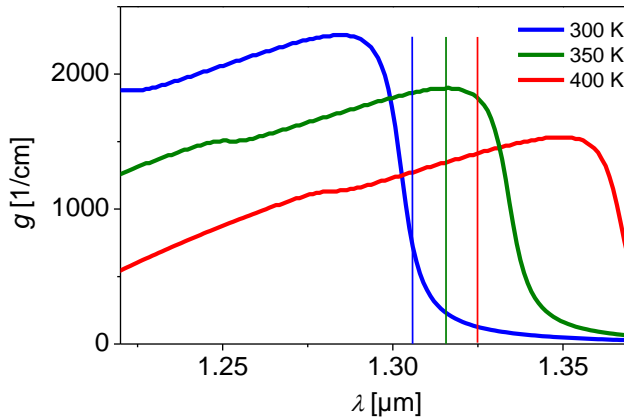
obszar 2: brak uwzględnienia ucieczki nośników ze studni kwantowych oraz niedoszacowanie oporów cieplnych

obszar 3: niedopasowanie przerwy energetycznej  $E_g$  materiału studni kwantowych

W dalszej części pracy przedstawione zostaną przyczyny rozbieżności wyników obliczeniowych i eksperymentalnych oraz opisano, do jakich wniosków o naturze technologicznej analiza ta doprowadziła.



Rys. 5.2. Porównanie wyników prądów progowych otrzymanych z symulacji i pomiarów dla różnych temperatur podłoża. Zaznaczone są trzy obszary niezgodności: 1. wynika ze zbyt wąskiego spektrum wzmocnienia, 2. z nieuwzględnienia ucieczki nośników ze studni kwantowych i niedostatecznej generacji ciepła wewnątrz struktury lasera, a 3. z niedopasowanej przerwy energetycznej  $E_g$  materiału studni kwantowych

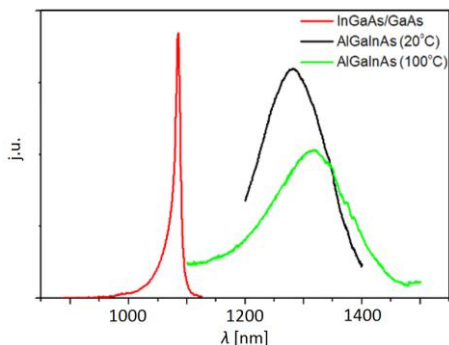


Rys. 5.3. Profile wzmocnienia obszaru czynnego lasera VCSEL wraz z rezonansowymi długościami fali  $\lambda_{\text{rez}}$  dla trzech różnych temperatur: 300, 350 i 400 K

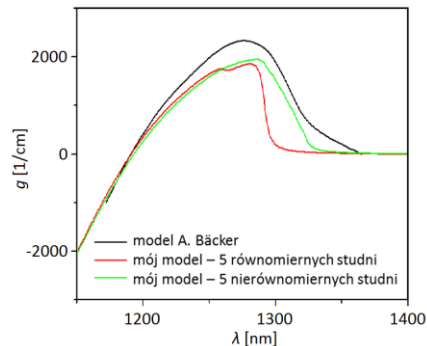
### Spektrum wzmocnienia

Niezgodność w pierwszym obszarze (Rys. 5.2) wynika z silnej zmienności funkcji wzmocnienia w modelu numerycznym względem funkcji rzeczywistej. Zakładając standardowe parametry modelu wzmocnienia dla analizowanych studni kwantowych oraz studni kwantowych opartych na InGaAs/GaAs wyznaczone spektra wzmocnienia posiadają zbliżoną szerokość spektralną. Przeciwnie wnioski daje porównanie pomiarów eksperymentalnych fotoluminescencji rozważanego obszaru czynnego oraz porównaniu ich z pomiarami fotoluminescencji obszarów czynnych otrzymanych przez inne zespoły (Rys. 5.4). W ten sposób doszliśmy do wniosku, że otrzymywane przez EPFL studnie kwantowe nie są jednorodne. To znaczy, iż nie posiadają takich samych przerw energetycznych  $E_g$ , przez co całościowe spektrum wzmocnienia ulega widocznemu na Rys. 5.4 poszerzeniu. Powodem tego może być różny skład molowy każdej ze studni. W procesie technologicznym MOCVD występują wahania wynoszące kilka procent różnicy składu molowego napylanego materiału. Zgodnie z równaniem 5.12 jeden procent różnicy zawartości glinu / indu w składzie molowym studni kwantowej wykonanej z materiału InAlGaAs wywołuje różnicę w przerwie energetycznej równą 0.023 eV. Przyjmując obszar MQW wykonany z pięciu studni, z której każda posiada przerwę energetyczną różniącą się o 5.75 meV względem studni sąsiednich, skrajne studnie posiadają składy molowe  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.13}\text{In}_{0.67}\text{As}$  oraz  $\text{Al}_{0.19}\text{Ga}_{0.13}\text{In}_{0.68}\text{As}$ . Przy takim założeniu wystąpi poszerzenie profilu spektrum wzmocnienia przedstawione na Rys. 5.5.





Rys. 5.4. Porównanie fotoluminescencji obszaru studni kwantowych QW analizowanego lasera dla dwóch temperatur z fotoluminescencją studni InGaAs [133]. Pomiary dla InAlGaAs wykonane przez zespół *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* (EPFL) w Szwajcarii



Rys. 5.5. Spektra wzmacnienia otrzymane przy pomocy wykorzystywanego przeze mnie modelu z 5 równomiernymi studniami kwantowymi i z 5 nierównomiernymi oraz, dla porównania, model wykorzystywany przez A. Bäcker w pracy doktorskiej [134]

### Ucieczka nośników ze studni kwantowych

Nośniki prądu płynącego przez obszar czynny powinny rekombinować w studniach kwantowych. Jednakże wraz ze wzrostem temperatury i gęstości tego prądu zwiększa się ilość nośników, które uciekają ze studni kwantowych do barier. Niezgodność nr 2 na Rys. 5.2 wynika z braku założenia tej ucieczki w modelu.

W procesie rekombinacji w studniach kwantowych biorą udział te nośniki, których energia jest mniejsza niż energia bariery. Zakładamy, że elektrony znajdują się w równowadze termodynamicznej w studniach kwantowych jak i w barierze. Posiadają zatem ten sam poziom Fermiego ( $E_{fc}$ ), stąd ilość nośników, które uciekają ze studni kwantowych określona jest wzorem:

$$N_{\text{leak}} = N \exp\left(\frac{E_{fc} - E_c^{\text{bar}}}{kT}\right) \quad 5.1$$

gdzie  $N$  to ilość nośników, które znalazłyby się w studniach kwantowych, gdyby nie następowała ich ucieczka poprzez barierę,  $E_c^{\text{bar}}$  energia krawędzi bariery w paśmie przewodnictwa.

Analogiczne wzory otrzymujemy dla ciężkich i lekkich dziur:

$$P_{\text{leak}}^{\text{heavy}} = N \exp\left(\frac{E_{\text{fv}} - E_{\text{v}}^{\text{bar}}}{kT}\right) \quad 5.2$$

$$P_{\text{leak}}^{\text{light}} = N \exp\left(\frac{E_{\text{fv}} - E_{\text{v}}^{\text{bar}}}{kT}\right)$$

Zatem prąd wstrzykiwany do studni kwantowych po ucieczce nośników  $I_{\text{QW}}$  jest wyrażony zależnością:

$$I_{\text{QW}} = I_{\text{c}} - \alpha N_{\text{leak}} - \beta P_{\text{leak}}^{\text{heavy}} - \gamma P_{\text{leak}}^{\text{light}} \quad 5.3$$

gdzie  $I_{\text{c}}$  to prąd całkowity przepływający przez obszar czynny, zaś  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  to współczynniki odnoszące się do ucieczki nośników. Wyrażenie:

$$\alpha N_{\text{leak}} + \beta P_{\text{leak}}^{\text{heavy}} + \gamma P_{\text{leak}}^{\text{light}} = R_{\text{leak}}^e + R_{\text{leak}}^{\text{heavy}} + R_{\text{leak}}^{\text{light}} = R_{\text{leak}} \quad 5.4$$

jest rekombinacją nośników, które uciekły poza obszar studni kwantowych. Nośniki te rekombinują w barierze, co jest dodatkowym źródłem ciepła.

Z [79]:

$$R_{\text{leak}}^e = \frac{1}{ed} J_1 = \frac{1}{ed} e L_{\text{SCH}} \frac{N_{\text{leak}}}{\tau_e} = \frac{L_{\text{SCH}}}{d} \frac{N_{\text{leak}}}{\tau_e} \quad 5.5$$

gdzie  $e$  – ładunek elementarny,  $d$  – grubość obszaru czynnego,  $J_1$  to elektronowy prąd ucieczki,  $\tau_e$  – czas życia elektronu w barierze,  $L_{\text{SCH}}$  – droga dyfuzji, która jest ograniczona przez cladding, zatem tu w efekcie jest to grubość bariery. Gdyby elektrony nie były ograniczone claddingiem ich typowa droga dyfuzji w materiale typu p byłaby rzędu 1-10  $\mu\text{m}$ .

Zatem:

$$\alpha = \frac{L_{\text{SCH}}}{d\tau_e} \quad 5.6$$

i analogicznie dla dziur:

$$\beta = \frac{L_{\text{SCH}}}{d\tau_{\text{heavy}}} \quad 5.7$$

$$\gamma = \frac{L_{\text{SCH}}}{d\tau_{\text{light}}}$$

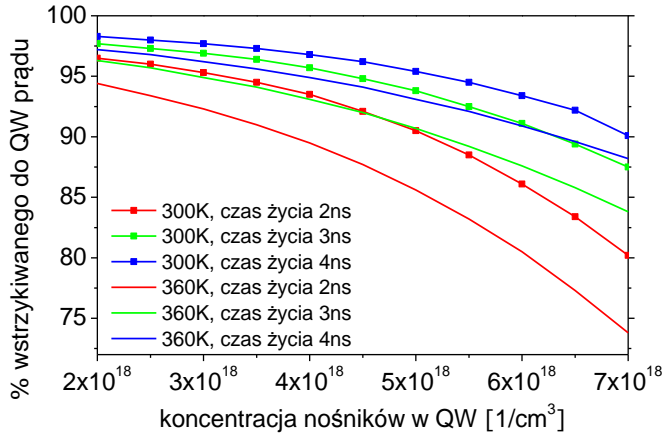
Mając określone współczynniki możemy wyznaczyć prąd wstrzykiwany do studni kwantowych na podstawie równania 5.3. Sprawność wstrzykiwania zależy od początkowej koncentracji nośników (wzrost koncentracji podnosi poziom Fermiego, co obniża barierę potencjału dla nośników) i od temperatury (wzrost temperatury sprawia, iż więcej nośników posiada energię większą od bariery potencjału). Ponadto ucieczka nośników ze studni kwantowych zależy od czasu życia nośników w barierach, który wyrażony jest równaniem:

$$\tau_e = \frac{wN_w + bN_b}{w\frac{dN_w}{dt} + b\frac{dN_b}{dt}} \quad 5.8$$

gdzie:  $w$  i  $b$  to odpowiednio sumaryczna szerokość studni kwantowych i barier, a  $N_w$  i  $N_b$  to odpowiednio koncentracje nośników w studniach kwantowych i barierach oraz:

$$\frac{dN}{dt} = AN + BN^2 + CN^3 \quad 5.9$$

Do wyznaczania procentowej wartości uciekających z obszaru studni kwantowych nośników jako koncentracje  $N_w$  i  $N_b$  z równania 5.8 przyjmowano średnią ważoną koncentracji z obszaru apertury lasera z maksimum w osi symetrii urządzenia. Rys. 5.6 obrazuje zależność określoną wzorem 5.9 i przedstawia sprawność wstrzykiwania prądu do studni kwantowych w funkcji koncentracji nośników dostarczanych do obszaru czynnego w zależności od temperatury i czasu życia tych nośników.



Rys. 5.6. Wykres przedstawiający sprawność wstrzykiwania prądu do studni kwantowych jako funkcja koncentracji nośników w tychże studniach w zależności od temperatury i czasu życia nośników ze wzoru 5.9

### Opory cieplne

Zależność przepływającego prądu przez złącze w zależności od przyłożonego napięcia w modelu elektrycznym opisuje równanie diodowe (wzór 4.35) wyrażone w następującej postaci:

$$j = j_s (e^{\beta U} - 1) \quad 5.10$$

gdzie  $\beta = \frac{1}{n_{pn} k_B T}$ , a  $n_{pn}$  to współczynnik kształtu, którego wartość nie jest

dokładnie znana [91]. Ogólnie wartość  $\beta$  zależy od temperatury, a tym samym od płynącego prądu i napięcia przyłożonego do lasera. Ponadto w przypadku eksperymentalnych charakterystyk analizowanych laserów z *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* nie można przyjąć stałej wartości  $n_{pn}$ , gdyż dla napięć przekraczających znacznie wartości napięcia progowego diody, wartość ta ulega znacznym zmianom. Przyjęcie, iż funkcja  $\beta$  posiada zależność napięciową i termiczną w postaci wielomianu czwartego stopnia pozwala uzgodnić przebiegi teoretyczne i eksperymentalne funkcji  $I(U)$ . W celu dobrego odzwierciedlenia charakterystyk eksperymentalnych i teoretycznych przyjęto następujące równanie interpolacyjne wyznaczające wartość  $\beta$  w zakresie od 1 V do 3 V (Rys. 5.7):

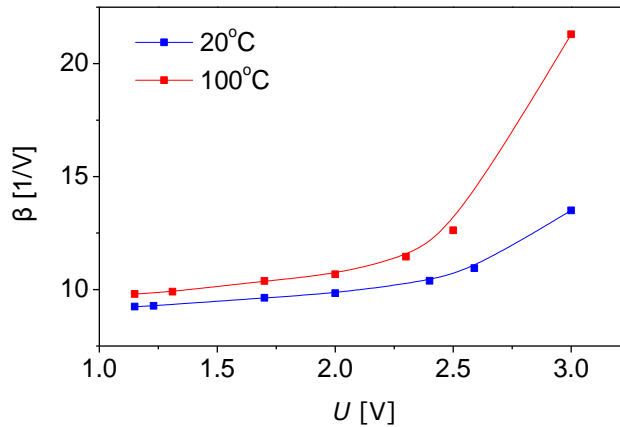
$$\beta(T,U) = \beta_{20^{\circ}\text{C}}(U) + \frac{(\beta_{100^{\circ}\text{C}}(U) - \beta_{20^{\circ}\text{C}}(U)) \cdot (T - 20)}{80}$$

$$\beta_{100^{\circ}\text{C}}(U) = 2.87U^4 - 18.62U^3 + 44.8U^2 - 46.29U + 27.08$$

$$\beta_{20^{\circ}\text{C}}(U) = 0.89U^4 - 5.72U^3 + 13.61U^2 - 13.49U + 13.9$$

5.11

dla  $\beta$  w jednostkach [1/V] oraz napięcia  $U$  w [V].



Rys. 5.7. Wyznaczone wartości  $\beta$  zapewniające zgodność charakterystyki  $I(U)$  pochodzącej z obliczeń z charakterystyką otrzymaną w wyniku pomiarów

Porównanie teoretycznych i eksperymentalnych zależności  $d\lambda/dT$  (zmiana emitowanej długości fali w wyniku zmiany temperatury) oraz  $d\lambda/dI$  (zmiana emitowanej długości fali w wyniku płynącego prądu) dostarcza istotnej wiedzy o własnościach termicznych struktury.

Zależność przesunięcia emitowanej długości fali wraz z temperaturą zależy od termicznej zmiany współczynnika załamania światła materiałów tworzących laser. Pomiar eksperymentalny badanych struktur pozwolił wyznaczyć zależność  $d\lambda/dT = 0.1$  nm/K, podczas gdy wartość literaturowa wynosi 0.085 nm/K. Aby uzyskać zgodność wartości  $d\lambda/dT$  należało przyjąć  $dn/dT$  większe o około 5% względem danych literaturowych. Różnica pomiędzy danymi pochodzącymi z eksperymentu i danymi literaturowymi mieści się w granicach błędu i może wynikać ze specyfiki procesów technologicznych zastosowanych przy wytwarzaniu analizowanych struktur laserowych.

Posiadając dopasowaną wartość  $d\lambda/dT$  przystąpiono do uzgodnienia wartości przesunięcia  $d\lambda/dI$ . Pomiar wskazywał na przesunięcie wynoszące 0.42 nm/mA, podczas gdy symulacje bazujące na literaturowych parametrach elektryczno-ciepłnych (Tabela 1) dawały przesunięcie niemal dwukrotnie mniejsze: 0.27 nm/mA, wskazujące na istnienie oporów ciepłych w rzeczywistych strukturach nieuwzględnionych w modelu teoretycznym. By otrzymać zbliżoną wartość pomiarową przesunięcia  $d\lambda/dI$  w modelowanej

strukturze wprowadzono szereg dodatkowych parametrów, które uwzględniają niedoskonałości technologiczne struktury wskazane przez V. Iakovlev i A. Sirbu z *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne*:

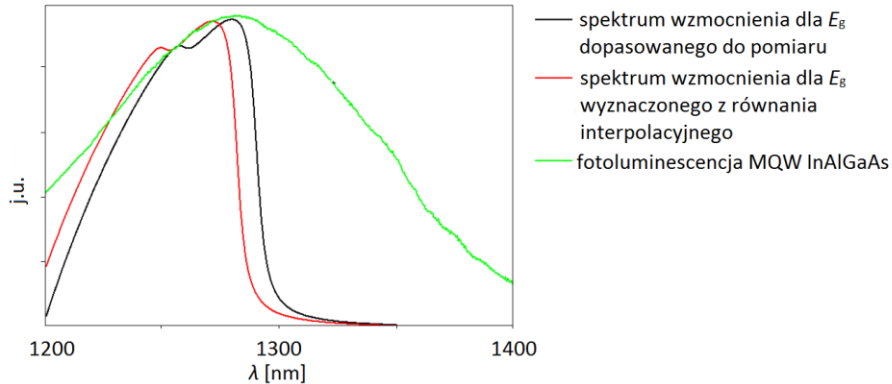
- redukcja przewodności cieplnej złącza tunelowego z 4 W/mK do wartości 1.4 W/mK (wartość ta odzwierciedla pogorszone odprowadzanie ciepła ze złącza tunelowego, które wynika z procesu technologicznego, podczas którego wokół złącza tworzy się mesa powietrzna, wprowadzająca dodatkowo wbudowany kontrast współczynnika załamania światła),
- wprowadzenie 10 nm warstwy na granicy warstwy GaAs / InP o bardzo niskiej przewodności cieplnej około 0.05 W/mK odpowiadającą brakowi pełnego kontaktu cieplnego powstałego w wyniku klejenia warstw DBR do wnęki rezonansowej (*wafer fusion*),
- uwzględnienie efektywnej oporności omowych kontaktów elektrycznych [135], wynoszącą  $10^{-5} \Omega/\text{cm}^2$  na grubości 5 nm, która we wcześniejszych obliczeniach nie była uwzględniana.

### Przerwa energetyczna $E_g$

Niezgodność w trzecim obszarze na *Rys. 5.2* wynika z niedopasowania maksimum w profilu spektrum wzmocnienia obszaru czynnego dla danej temperatury, które wynika z przyjętej wartości przerwy energetycznej  $E_g$ . Przyjęcie wartości przerwy energetycznej  $E_g$  studni kwantowej  $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.13}\text{In}_{0.67}\text{As}$  na podstawie równań interpolacyjnych [129] okazało się nie odzwierciedlać wyników eksperymentalnych (*Rys. 5.8*) z zadowalającą zgodnością. Przerwa energetyczna wyznaczona na podstawie związku:

$$E_g(\text{Al}_y\text{Ga}_x\text{In}_{1-y-x}\text{As}) = 0.36 + 2.093y + 0.629x + 0.577y^2 + 0.436x^2 + 1.013xy - 2xy(1-x-y) \quad 5.1$$

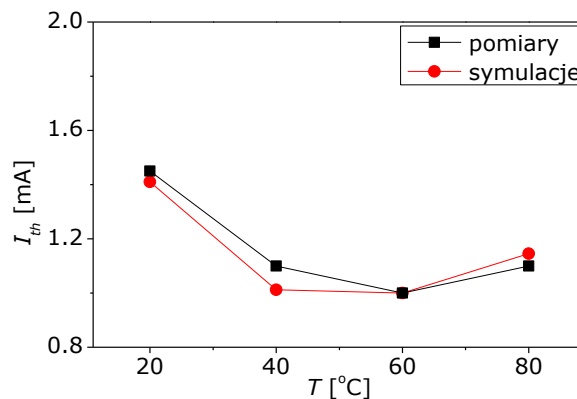
gdzie  $x$  to skład molowy galu, a  $y$  skład molowy aluminium, daje wartość 0.8823 eV, co znacząco różni się od wartości wyznaczonej w eksperymencie  $E_g = 0.876$  eV dla 20°C. Aby otrzymać przerwę energetyczną jak w eksperymencie w powyższym wzorze należy przyjąć  $x$  o około 0.3% mniejsze, co jest dodatkowym argumentem wskazującym na problemy kontroli składu bądź grubości studni kwantowych.



Rys. 5.8. Spektra wzmocnienia dla 20°C uzyskane dla studni kwantowych o wartości przerwy energetycznej  $E_g$  wyznaczonej z równania 5.12 oraz dla wartości  $E_g$ , dla której dostaje się dopasowanie szczytów z pomiarem fotoluminescencji (1282 nm) dostarczonych przez zespół *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* (EPFL) w Szwajcarii

## Wyniki

Korzystając z tak zmodyfikowanego modelu numerycznego przeprowadzono obliczenia prądów progowych dla struktury zdefiniowanej w rozdziale 5.1 w zależności od temperatury zewnętrznej, które przedstawione są na Rys. 5.9. Porównując otrzymane wyniki z wynikami eksperymentalnymi można stwierdzić, że dzięki przeprowadzonym modyfikacjom osiągnięto zadowalającą zgodność symulacyjnego modelu numerycznego z eksperymentem, co pozwala na analizowanie zmian geometrii struktur laserowych przy zachowaniu niezmiennego obszaru czynnego zbudowanego z poczwórnego związku InAlGaAs.



Rys. 5.9. Porównanie wyników prądów progowych otrzymanych w wyniku symulacji bazujących na zmodyfikowanym modelu numerycznym oraz pomiarów dla różnych temperatur podłoża

Innym testem potwierdzającym zgodność opracowanego samouzgodnionego modelu zjawisk fizycznych z eksperymentem jest porównanie pochodnych separacji długości emitowanych fal (modu podstawowego i wyższego rzędu) od prądu dla różnych apertur złącza tunelowego (Rys. 5.10). Tak zdefiniowaną separację modową można wyrazić za pomocą wzoru:

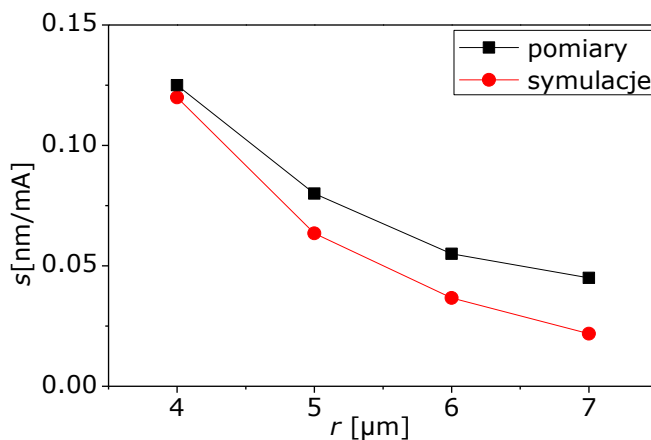
$$s = \frac{d(\lambda_{LP01} - \lambda_{LP11})}{dI},$$

gdzie  $\lambda_{LP01}$  i  $\lambda_{LP11}$  to odpowiednio długość emitowanej fali

modu podstawowego  $LP_{01}$  oraz modu drugiego  $LP_{11}$ . W progu akcji laserowej zazwyczaj pojawia się mod  $LP_{01}$  zaś  $LP_{11}$  jako mod kolejny. Przez co oba mody mogą być najłatwiej obserwowane w eksperymencie. Analiza separacji modowej wymaga uwzględnienia szeregu zjawisk fizycznych mających miejsce w strukturze laserowej, stąd też jest dobrym sprawdzianem poprawności działania modelu uwzględniającego w sposób samouzgodniony wielość zjawisk fizycznych zachodzących w laserze. Separacja modowa  $\lambda_{LP01}$  i  $\lambda_{LP11}$  jest w głównej mierze zależna od prądu płynącego przez urządzenie, gdyż prąd ten wywołuje zjawisko soczewkowania termicznego w wyniku wytwarzania się radialnego gradientu temperatury. Gradient temperatury wywołuje w konsekwencji gradient współczynnika załamania. Wyznaczone wartości separacji modowej  $s$  na podstawie symulacji oraz pomiarów eksperymentalnych znajdują się na Rys. 5.10. Wykres ten pokazuje separację modową w przypadku prądu odpowiadającego pojawieniu się modu  $LP_{11}$  w widmie emitowanego promieniowania dla temperatury zewnętrznej  $20^{\circ}\text{C}$  w zależności od promienia apertury określonej przez wymiary złącza tunelowego. Rys. 5.10 pokazuje stopniową zmianę wartości  $s$  pomiędzy przypadkami wąskiej ( $r = 4 \mu\text{m}$ ) i szerokiej ( $r = 7 \mu\text{m}$ ) apertury. W przypadku szerokiej apertury mody optyczne dopasowują się w łatwiejszy sposób do radialnego ograniczenia. Łatwość ta polega na zachowaniu względnie płaskiego czoła fali a przez to na zachowaniu strat dyfrakcyjnych na niskim poziomie. W takim przypadku wymagane wzmocnienie materiałowe, niezbędne do uzyskania laserowania obu modów w głównej mierze równoważy straty promieniowania na zwierciadłach oraz straty związane z absorpcją na swobodnych nośnikach wewnątrz struktury. Gęstość prądu niezbędna do zachowania akcji laserowej w takiej sytuacji wynosi około  $3.7 \text{ kA/cm}^2$ . W przypadku mniejszej apertury optycznej, czoła fal związanych z poszczególnymi modami posiadają większą krzywiznę, co wskazuje na istnienie większych strat dyfrakcyjnych, które muszą zostać zrównoważone przez większe całkowite wzmocnienie materiałowe w obszarze czynnym niż było to w przypadku struktury z szeroką aperturą. Dodatkowo mniejszy obszar czynny narzuca zwiększenie lokalnej wartości wzmocnienia. Fakty te pociągają za sobą konieczność znacznego zwiększenia gęstości prądu w obszarze czynnym do wartości około  $8 \text{ kA/cm}^2$ , co prowadzi do wywołania znacznie większego gradientu temperatury niż w przypadku struktury z szerszą aperturą.



Mod podstawowy, którego maksimum natężenia pola znajduje się w osi lasera doznaje silniejszego wpływu zwiększonego współczynnika załamania wywołanego wzrostem temperatury niż mod  $LP_{11}$ , którego maksima natężenia pola znajdują się poza osią lasera. Na skutek tego zjawiska długość fali modu  $LP_{01}$  wzrasta znacznie niż długości fali modu  $LP_{11}$  prowadząc do większej separacji pomiędzy modami, a także do większych wzrostów różnic pomiędzy długościami fal modów na skutek przyrostu temperatury, co jest widocznie na Rys. 5.10. Pomimo zauważalnego wzrostu różnicy wartości  $s$  pomiędzy wynikami symulacji a wynikami eksperymentalnymi w obszarze dużych  $r$ , należy zwrócić uwagę na zbliżone przebiegi obu funkcji, co dowodzi właściwego zachowania poszczególnych algorytmów numerycznych składających się na samouzgodniony model zjawisk fizycznych zachodzących w rozważanych laserach półprzewodnikowych.



Rys. 5.10. Porównanie pochodnych separacji modowej  $s$  otrzymanych w wyniku symulacji bazujących na zmodyfikowanym modelu numerycznym oraz pomiarów dla różnych temperatur podłoża

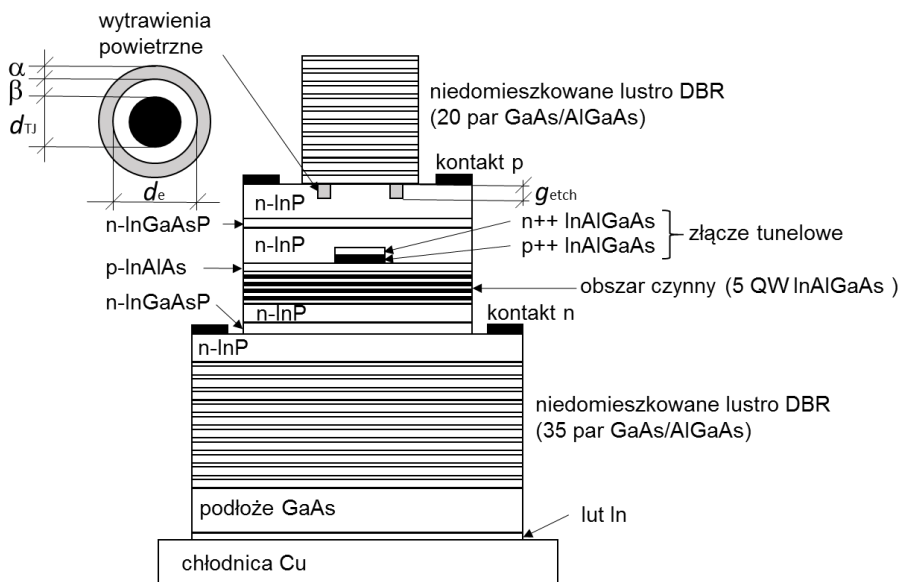
Przeprowadzone dopasowanie parametrów teoretycznych na podstawie charakterystyk eksperymentalnych pozwoliło nie tylko zapewnić zbliżone wyniki modelu numerycznego do wyników eksperymentalnych, co w dalszej konsekwencji umożliwi wiarygodną analizę zjawisk fizycznych zachodzących w strukturach, w których modyfikowane będą jedynie ich parametry geometryczne, ale także pozwoliło zauważyć, że wytwarzane lasery posiadały określone wady. Zostały one zdiagnozowane dzięki niemożliwości dokładnego dopasowywania teoretycznego modelu numerycznego do wyników eksperymentalnych na bazie literaturowych parametrów materiałowych. Na podstawie przeprowadzonej analizy udało się ustalić, że wytwarzane lasery charakteryzowały się:

- nierównomiernym składem molowym materiału InAlGaAs, z którego wykonane były studnie kwantowe, prowadzącym z jednej strony do poszerzenia spektrum, ale z drugiej do obniżenia maksymalnej wartości wzmocnienia obszaru czynnego. Wniosek ten posłużył do modyfikacji procesów technologicznych wzrostu struktur laserowych wykonywanych przez *Laboratory of Physics of Nanostructures*, EPFL w Szwajcarii poprzez bardziej staranny i powtarzalny dobór składu molowego materiału obszaru czynnego podczas procesu wzrostu epitaksjalnego. W ten sposób udało się osiągnąć znacznie węższe widmo fotoluminescencji takiego obszaru czynnego (Fig. 2 w pracy [136]; szerokość połówkowa fotoluminescencji ok. 45 nm w 20°C) w porównaniu do widma fotoluminescencji obszaru czynnego przed tymi modyfikacjami (Rys. 5.4 – szerokość połówkowa fotoluminescencji ok. 165 nm w 20°C).
- wbudowanym kontrastem współczynnika załamania światła wynikającym z technologii wytwarzania złącza tunelowego, prowadzącego do powstania nad nim menisku jak na Rys. 1.7. Z jednej strony kontrast ten przyczynia się do osiągnięcia progu akcji laserowej dla mniejszych prądów, ale z drugiej powoduje spadek maksymalnej mocy w reżimie modu podstawowego, gdyż mod ten jest bardziej zawężony, co objawia się silniejszym efektem przestrzennego wypalania dziur (patrz rozdział 3.5) i łatwiejszym wzbudzeniem modu wyższego rzędu. Ponadto zawężony mod transportuje mniej energii, tym samym jego moc dla takiego samego pobudzenia jest mniejsza (rozdział 5.3), co w konsekwencji przejawia się obniżoną sprawnością urządzenia
- pogorszonym odprowadzaniem ciepła z obszaru czynnego wynikającym z jednej strony ze wzrostu impedancji termicznej na granicy zwierciadeł braggowskich poprzez zastosowanie technologii *wafer fusion* (rozdział 1.9), a z drugiej z powstałego w procesach technologicznych pierścienia powietrznego wokół złącza tunelowego, stanowiącego izolację termiczną.

### 5.3 MECHANIZM SELEKTYWNEGO OGRANICZANIA MODÓW POPRZECZNYCH POPRZEZ DODATKOWĄ APERTURĘ OPTYCZNĄ

W rozdziale tym opisana została analiza zjawisk fizycznych zachodzących w laserze typu VCSEL, którego szczegółowy opis budowy znajduje się w rozdziale 5.1. Celem prowadzonych przeze mnie badań była analiza akcji jednomodowej w takim laserze, a w konsekwencji zwiększenie emitowanej mocy w reżimie jednomodowym.

W tym celu wykorzystany został mechanizm selektywnego ograniczenia modów poprzecznych polegający na zwiększeniu różnicy strat modowych pomiędzy modem podstawowym  $LP_{01}$  a modami wyższych rzędów. Realizacja tego założenia odbyła się poprzez wprowadzenie wytrawienia powietrznego w kształcie pierścienia, umieszczonego nad aperturą elektryczną lasera (Rys. 5.11 oraz tabela 5). W rozdziale tym zostały wykorzystane wyniki opublikowane wcześniej w [106], [108], [137].



Rys. 5.11. Schemat struktury lasera VCSEL z wytrawieniami powietrznymi. Przedstawiony jest także schemat zwymiarowania takiego wytrawienia;  $d_{TJ}$  jest to średnica złącza tunelowego, czyli apertura elektryczna

Tabela 5. Układ warstw lasera VCSEL z wytrawioną aperturą optyczną wraz ich grubościami i typem domieszkowania

Ilość warstw	Materiał	Grubość [ $\mu\text{m}$ ]	Typ domieszkowania	
20x	GaAs	0.096	-	DBR górny
	AlGaAs	0.11	-	
	GaAs	0.096	n	Kontakt górny; wytrawienie apertury powietrznej
	InP	0.197	n	
	InGaAsP	0.015	n	Złącze tunelowe
	InP	0.181	n	
	InAlGaAs	0.015	n++	
	InAlGaAs	0.015	p++	
	InAlAs	0.035	p	
	InAlAs	0.008	n	

5x	$\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0067	-	Bariera
	$\text{In}_{0.67}\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.13}\text{As}$	0.006	-	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.42}\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0067	-	Bariera
	InP	0.05	n	
	InGaAsP	0.015	n+	Kontakt dolny
	InP	0.401	n	
35x	GaAs	0.096	-	DBR dolny
	AlGaAs	0.11	-	
	GaAs	0.096	-	
	In	5	-	Lut
	Cu			Chłodnica

W realizowanych laboratoryjnie strukturach wytrawienie części wnęki rezonansowej jest możliwe dzięki technice *wafel fusion* opisanej w rozdziale 1.9. Dzięki niej w wieloetapowym procesie wzrostu takich struktur, możliwe jest przerwanie wzrostu wnęki rezonansowej i wytrawienie w niej w kolejnym procesie odpowiednich wzorów, które w tym konkretnym przypadku mają zapewnić selektywną dyskryminację modów wyższych rzędów.

### 5.3.1 Wprowadzenie i założenia

W rozważanych laserach selektywnie trawione złącze tunelowe umożliwia w głównej mierze radialne ograniczenie rozptyłu prądu. Mogłoby także stanowić ograniczenie pola optycznego w podobny sposób jak warstwy oksydowane w laserach wytwarzanych ze związków AlGaAs, ponieważ obszar złącza tunelowego posiada współczynnik załamania światła większy o około 0.3 od warstwy InP (tabela 1, rozdział 4.8), którą złącze tunelowe jest otoczone. Jednak silne domieszkowanie złącza tunelowego przyczynia się do powstania w nim bardzo dużej absorpcji promieniowania ( $50 \text{ cm}^{-1}$ ) na swobodnych nośnikach. Pomimo korzyści, jakie wprowadza radialne ograniczenie rozptyłu nośników obecność tak silnej absorpcji w bardzo znaczny sposób obniżyłoby efektywność działania lasera. Zatem aby zminimalizować szkodliwy wpływ absorpcji złącze tunelowe jest umieszczane w węźle fali stojącej. W ten sposób jego wpływ na straty modowe jak również na ograniczenie boczne modu jest minimalny. Specyfiką działania tego typu laserów jest relatywnie wysoki prąd progowy, który wynika z faktu braku bocznego ograniczenia optycznego. Powoduje to, iż nośniki w obszarze czynnym są ograniczone przez powierzchnię złącza tunelowego, zaś pole optyczne nie posiada ograniczenia za wyjątkiem radialnych granic samej struktury. Zasilenie struktury prądem wytwarza zjawisko ogniskowania optycznego w całej objętości struktury oraz zjawisko antyfalowodowe, które ma ograniczone występowanie tylko do obszaru czynnego stąd też zostaje zwykle zdominowane przez ogniskowanie termiczne (tabela 1, rozdział 4.8, parametr  $dn_R/dT$ ). Wzrost wstrzykiwanego prądu

proceeds to a stepwise narrowing of the mode diameters. When the optical mode of the fundamental mode is correspondingly found in a small degree outside the areas of additional material strengthening in the plane of the active layer, where strong optical losses occur as a result of intersubband absorption, a laser action can occur. Further increase of the injected current leads to a further narrowing of the mode diameters of the fundamental mode and of the higher order modes, which at correspondingly high current densities can also participate in laser action.

It is assumed that a ring of air, with correspondingly chosen diameter, introduced into the resonator, will enable the limitation of the optical mode, which intensifies the interaction between the carriers and the radiation, contributing to an increase in the efficiency of the laser action, and in particular to a reduction of its threshold current. Additionally, at appropriate geometric parameters of the ring, it is possible to eliminate the higher order modes as a result of their weak optical limitation.

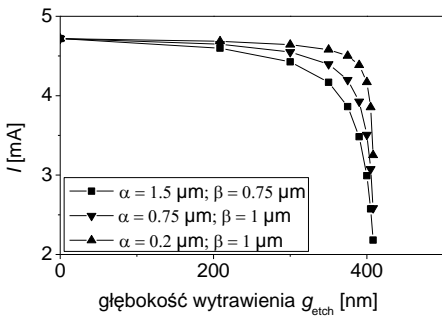
Therefore, the subject of the considerations presented below is the influence of the geometry of the air ring placed inside the resonator on the possibility of selective limitation of the modes and on the increase of the emitted power in the single-mode regime.

### 5.3.2 Głębokość trawienia

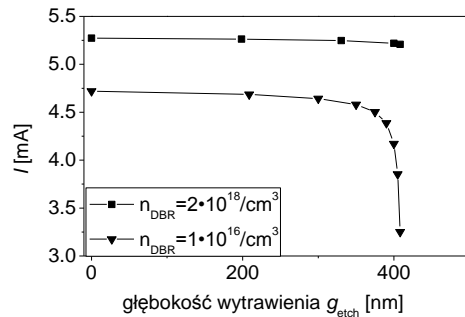
It should be noted that the air etchings are located on the path of the carriers between the top contact and the tunnel junction (Fig. 5.11) in the first step of the analysis, calculations of the influence of the etching dimensions on the current spreading in the structure. In the case of non-doped top DBR mirrors (assumed  $n = 1 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$ , which corresponds to the concentration of unintentional doping during the growth of the crystals) the increase of the resistance caused by the reduction of the cross-section, through which the current is injected into the tunnel junction, becomes significant for the etchings (Fig. 5.12) deeper than 300 nm; where 408.2 nm is the total thickness of the InP and InGaAsP layers above the tunnel junction. Etching to a depth of 300 nm causes an increase of the structure resistance from 2% to 7%, depending on the ring dimensions, while etching to a depth of about 100 nm causes a change in the structure resistance of less than 1.5%. Etching depth greater than 100 nm does not significantly influence the change of the optical phenomena, which will be shown in the further part of the chapter, therefore this etching depth will be used in the further analysis. Assuming the conducting DBR mirrors ( $n = 2 \cdot 10^{18}/\text{cm}^3$ ) it can be seen that the introduced etching has a negligible influence on the total current flowing through the device (Fig. 5.13). This results from the fact that the current flows through the area of the DBR mirrors (Fig. 5.14) despite the lower electrical conductivity of the junction between the resonator ring and the DBR mirror.

z technologii *wafer-fusion* (rozdział 1.9). Wzrost oporu struktury na skutek wytrawienia pierścienia powietrznego w całym obszarze między zwierciadłem DBR a złączem tunelowym wyniósł tylko 1%. Na Rys. 5.13 w przypadku braku wytrawienia powietrznego można także zauważyć zwiększoną przewodność całej struktury dla zwierciadeł DBR wysokodomieszkowanych. Wynika to z faktu, że zwierciadła takie mają w tym wypadku przewodność o około 2 razy większą niż InP o domieszkowaniu  $n = 10^{18}/\text{cm}^3$ , duża część prądu od kontaktów do złącza płynie więc przez zwierciadła DBR.

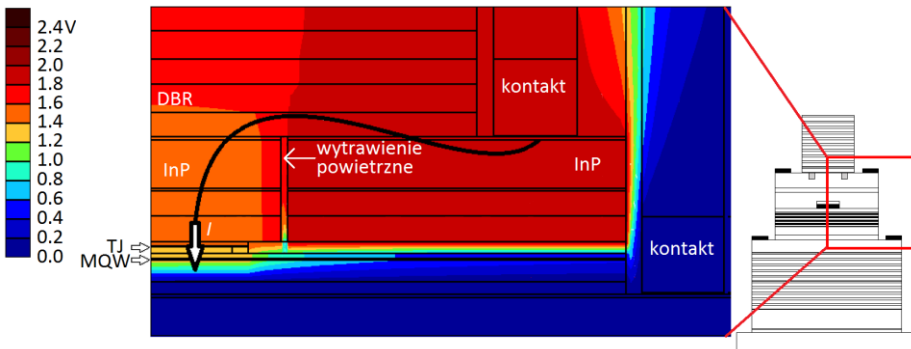
W dalszej części rozprawy wykorzystywane będą w analizie niedomieszkowane zwierciadła, podobnie jak w przypadku struktur wykonywanych eksperymentalnie przez EPFL, a przykład struktury ze zwierciadłami domieszkowanymi miał na celu ilustrację samego zjawiska przepływu prądu i wykazanie ewentualnych możliwości modyfikacji struktury.



Rys. 5.12. Prąd całkowity płynący przez laser jako funkcja głębokości wytrawienia dla różnych geometrii wytrawień (dla stałego napięcia przyłożonego do kontaktów)



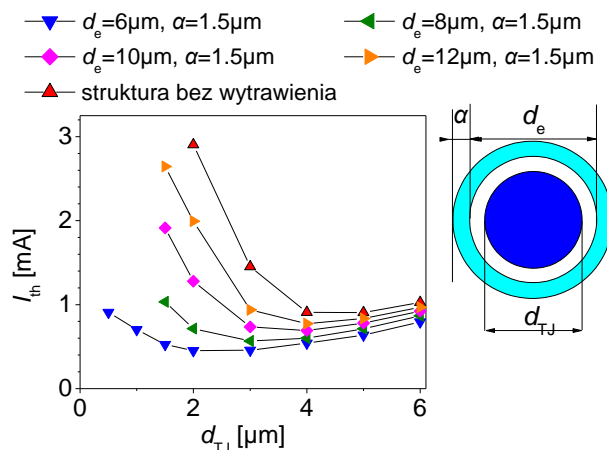
Rys. 5.13. Prąd całkowity płynący przez laser jako funkcja głębokości wytrawienia dla różnych poziomów domieszkowania górnych zwierciadeł DBR (dla stałego napięcia przyłożonego do kontaktów;  $\alpha = 0.2 \mu\text{m}$ ;  $\beta = 1 \mu\text{m}$ )



Rys. 5.14. Kierunek przepływu prądu w obszarze czynnym lasera VCSEL z wysoko domieszkowanymi zwierciadłami DBR

### 5.3.3 Apertura optyczna i elektryczna

Przy założonej stałej głębokości trawienia  $g_{\text{etch}}$  zmiana średnicy wewnętrznej pierścienia powietrznego nie wpływa znacząco na zmianę oporu struktury. Ma natomiast wpływ na wartość prądu progowego poprzez zmianę średnicy modu podstawowego. Odpowiednie dopasowanie rozkładu dodatniego wzmocnienia w obszarze czynnym do rozkładu modu poprzecznego zapewnia minimalizację prądu progowego. Optymalizacja taka może odbywać się ze względu na średnicę złącza tunelowego. Rys. 5.15 ilustruje zależność prądów progowych dla struktur o różnych przekrojach apertur optycznych  $d_e$  w funkcji średnicy złącza tunelowego. Każda analizowana średnica apertury optycznej posiada optymalną średnicę złącza tunelowego, dla której możliwa jest minimalizacja prądu progowego.



Rys. 5.15. Prądy progowe dla struktur laserów VCSEL z różnymi geometriami wytrawień. Głębokość wytrawienia  $g_{\text{etch}}$  wynosi 100 nm

Istnienie minimum funkcji prądu progowego podyktowane jest tym, iż z jednej strony mały rozmiar złącza tunelowego przy stałej średnicy apertury optycznej powoduje, iż mod w dużej części znajduje się poza obszarem aktywnym, gdzie doznaje znacznych strat (Rys. 5.16). Z drugiej strony duża średnica złącza tunelowego eliminuje ten problem, powodując jednak wzrost prądu całkowitego, który musi być wstrzyknięty do obszaru czynnego aby uzyskać wzmocnienie materiałowe pozwalające równoważyć straty modu. Zatem odpowiednio dobrana średnica złącza tunelowego równoważąca oba opisane zjawiska zapewnia minimalną wartość prądu progowego, co ilustruje Rys. 5.15.

Redukcja rozmiaru apertury optycznej wraz z redukcją rozmiaru złącza tunelowego pozwala obniżyć wartość prądu progowego, dzięki zmniejszaniu

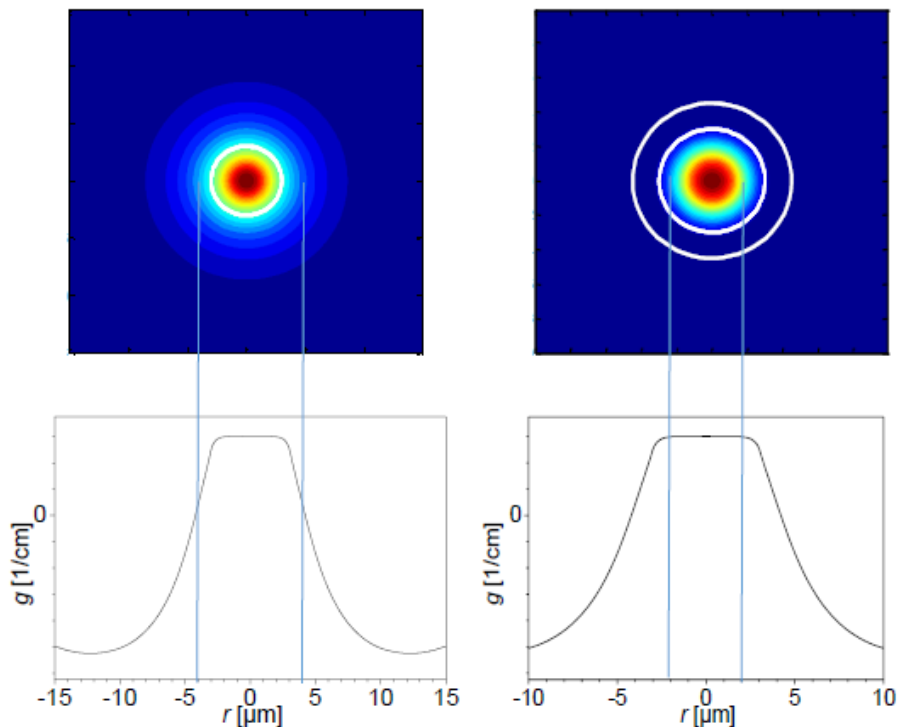
wymaganego prądu do zapewnienia odpowiednio wysokiego wzmocnienia oraz dzięki zapewnieniu odpowiedniego przykrycia funkcji dodatniego wzmocnienia materiałowego i natężenia pola optycznego. Przypadek ten nie jest tu rozważany, ale na podstawie innych prac [138] można przypuszczać, że dalsza redukcja apertury optycznej przyczyni się do wzrostu prądu progowego na skutek szybkiego wzrostu strat dyfrakcyjnych.

Porównując optymalne średnice elektryczne i optyczne można wyciągnąć wniosek, że w badanym przedziale zmienności parametrów  $d_e$  i  $d_{Tj}$  stosunek ich średnic zapewniający uzyskanie minimum prądu progowego otrzymuje się dla stosunku  $d_e/d_{Tj} \approx 2.5$ .

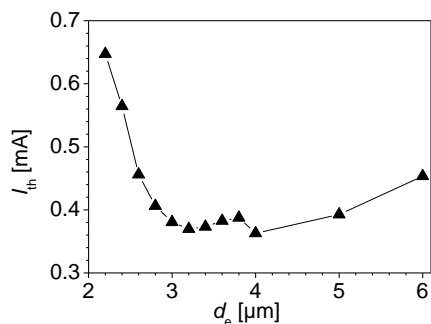
Rys. 5.15 pokazuje także zależność prądu progowego od średnicy złącza tunelowego w przypadku braku wytrawionego pierścienia, która charakteryzuje się najwyższym prądem progowym. Jednak w przypadku i tej struktury w zależności prądu progowego od  $d_{Tj}$  występuje minimum. Pomimo, że w tym przypadku brak jest wbudowanego ograniczenia optycznego, to jego rolę przejmuje ogniskowanie termiczne, w którego przypadku optymalna średnica złącza tunelowego wynosi około  $4.5 \mu\text{m}$ .

Z Rys. 5.15 wynika, że spośród analizowanych struktur najmniejszy prąd progowy został uzyskany przez strukturę z aperturą złącza tunelowego równą  $2 \mu\text{m}$ . Dla takiej średnicy złącza przeprowadziłem dalsze obliczenia dokonując zmiany średnicy apertury powietrznej  $d_e$ . Rys. 5.17 przedstawia wartości prądów progowych w funkcji średnicy pierścienia, która zmienia się od  $2.2 \mu\text{m}$  do  $6 \mu\text{m}$  ( $6 \mu\text{m}$  to średnica z Rys. 5.15). Wykres pokazuje iż począwszy od maksymalnej rozważanej średnicy  $d_e$ , jej zmniejszanie redukuje wartość prądu progowego do pierwszego minimum (dla  $d_e = 4 \mu\text{m}$ ). W tym miejscu straty spowodowane zawężaniem apertury optycznej zaczynają rosnąć (coraz większa część boczna profilu modu podstawowego zaczyna wnikać w obszar wytrawienia) i prąd progowy nieznacznie wzrasta. Jednakże wraz z zawężaniem apertury optycznej długość emitowanej fali szybko maleje (Rys. 5.18) zaś wzmocnienie materiałowe w obszarze czynnym, na skutek zmiany długości fali szybko rośnie. Rys. 5.19 pokazuje, że różnica we wzmocnieniu materiałowym dla struktur o  $d_e = 3.8 \mu\text{m}$  i  $d_e = 4 \mu\text{m}$  wynosi  $45 \text{ cm}^{-1}$  podczas gdy dla struktur o  $d_e = 3.6 \mu\text{m}$  i  $d_e = 3.8 \mu\text{m}$  już  $85 \text{ cm}^{-1}$ . Ten nagły wzrost wzmocnienia dla struktur o  $d_e$  z przedziału  $3.2 - 3.8 \mu\text{m}$  kompensuje zwiększone straty dyfrakcyjne modu podstawowego, co przyczynia się do powstania drugiego minimum prądu progowego. Poniżej tego punktu straty dyfrakcyjne dominują i wartość prądu progowego zaczyna znacząco wzrastać wraz z maleniem  $d_e$ . Rys. 5.20 przedstawia profile modów podstawowych dla różnych średnic pierścienia wytrawienia  $d_e$ . Można zauważyć, że dla małych  $d_e$  mod zaczyna posiadać tzw. ogon, który wnika w wytrawienie, co objawia się zwiększonymi stratami dyfrakcyjnymi tego modu.

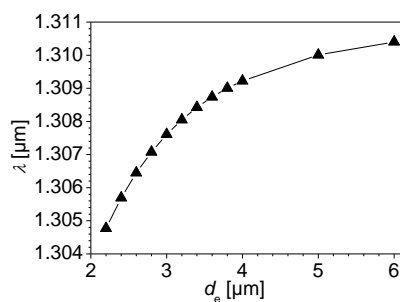




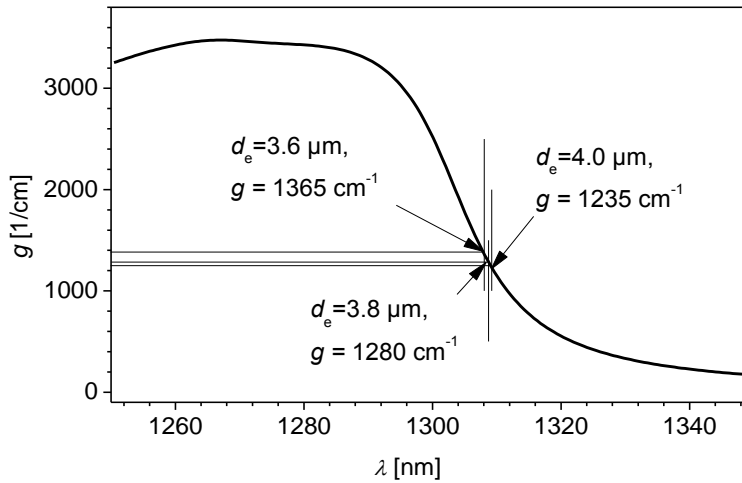
Rys. 5.16. Pole bliskie (górną część) oraz profile wzmacnienia (dolną część) w obszarze czynnym laserów VCSEL bez wytrawienia powietrznego (lewe rysunki) i z tymże wytrawieniem (prawe rysunki). Zaznaczone jest złącze tunelowe oraz pierścienia wytrawienia (wewnętrzna krawędź pierścienia pokrywa się z krawędzią złącza tunelowego). Linie pionowe odpowiadają szerokości połowkowej profilu pola bliskiego



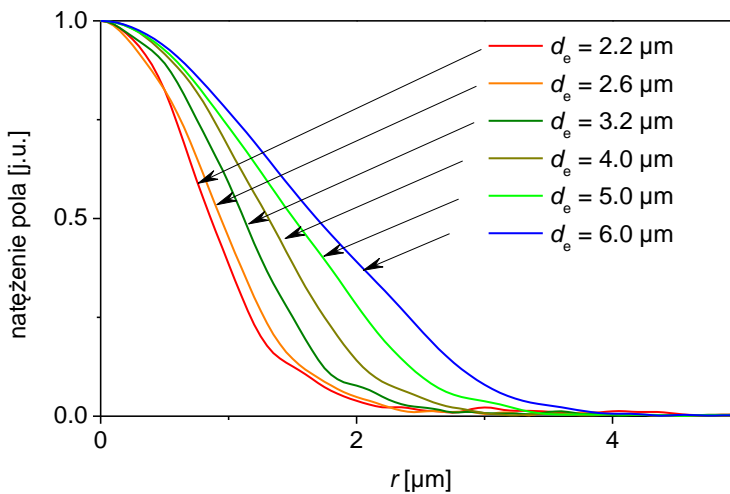
Rys. 5.17. Prądy progowe dla różnych średnic pierścienia wytrawienia (apertura złącza tunelowego wynosi 2  $\mu\text{m}$ )



Rys. 5.18. Długość emitowanej fali dla różnych średnic pierścienia wytrawienia (apertura złącza tunelowego wynosi 2  $\mu\text{m}$ )



Rys. 5.19. Spektrum wzmocnienia optycznego obszaru czynnego AlGaInAs dla temperatury  $T = 295.1$  K i koncentracji nośników  $N = 4.7 \cdot 10^{18} \text{ 1/cm}^3$ . Trzy zaznaczone punkty odpowiadają średnicom wytrawienia odpowiednio 3.6, 3.8 i 4.0  $\mu\text{m}$



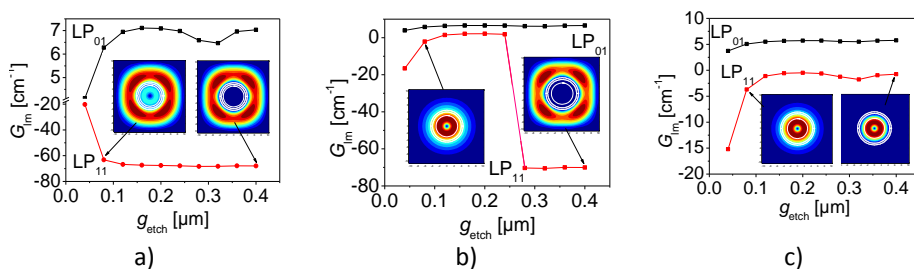
Rys. 5.20. Profile modów podstawowych dla różnych średnic pierścienia wytrawienia (apertura złącza tunelowego wynosi 2  $\mu\text{m}$ )

### 5.3.4 Dyskryminacja modowa – różne scenariusze ograniczenia modów w zależności od parametrów pierścienia

Rys. 5.21 przedstawia zmiany profilu modu  $LP_{11}$  wywołane zmianą geometrii pierścienia powietrznego. Rysunki 5.21a-c przedstawiają współczynniki wypełnienia obszaru czynnego dla modu  $LP_{01}$  i  $LP_{11}$  w przypadku pierścieni o tych samych średnicach wewnętrznych  $d_e$ , ale o różnych jego szerokościach  $\alpha$ . Większa szerokość pierścienia  $\alpha$  wzmacnia efekt ogniskowania optycznego,

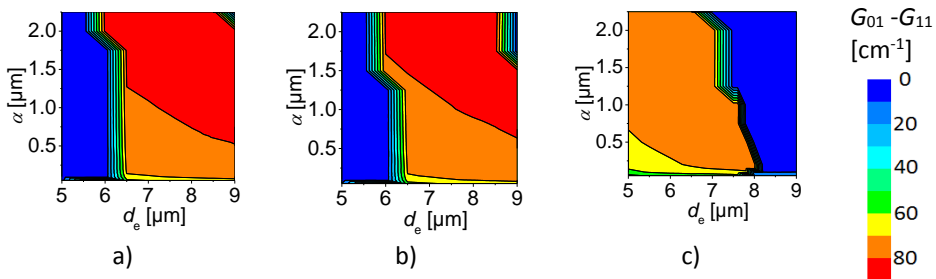
co powoduje zwiększenie ilości modów w obszarze apertury. Rys. 5.21a przedstawia wyniki dla najwęższego z analizowanych pierścieni ( $\alpha = 0.5 \mu\text{m}$ ). Zwiększenie wytrawienia do  $0.1 \mu\text{m}$  wyraźnie zwiększa zarówno wzmocnienie modowe dla  $LP_{01}$  jak i dyskryminację modową objawiającą się większą różnicą we wzmocnieniu modowym pomiędzy  $LP_{01}$  i  $LP_{11}$ . Pierścień powietrzny z jednej strony ogranicza mod podstawowy, a z drugiej zwiększa straty modu wyższego rzędu, wypychając go poza obszar apertury złącza tunelowego. Trawienie na głębokość większą niż  $0.1 \mu\text{m}$  nie wpływa wyraźnie na zmianę wartości wzmocnienia modowego dla rozważanych modów, gdyż głębokość  $0.16 \mu\text{m}$  odpowiada miejscu, w którym występuje strzałka fali stojącej w rezonatorze. Dla takiej głębokości wytrawienia występuje, więc najsilniejsze oddziaływanie pierścienia powietrznego na mod [139]. Rys. 5.21c przedstawia skrajnie inny przypadek spowodowany wpływem najszerszego spośród analizowanych pierścieni powietrznych – oba mody  $LP_{01}$  i  $LP_{11}$  są silnie ograniczane przez wytrawienie, co przejawia się spadkiem dyskryminacji modowej dla głębszych wytrawień. Rys. 5.21b z kolei ilustruje przypadek przejściowy: na początku, wraz ze wzrostem głębokości trawienia, mod wyższego rzędu jest bardzo mocno ograniczany, ale dla głębokości trawienia przekraczającej  $0.25 \mu\text{m}$  następuje nagłe wypchnięcie modu poza obszar apertury, przejawiające się nagłym spadkiem jego wzmocnienia modowego. Efekt ten może być spowodowany stratami rozproszeniowymi, zwiększającymi się dla głębszych pierścieni. W momencie gdy zdominują one efekt falowodowy dla modu  $LP_{11}$ , mod ten zostaje wypchnięty na zewnątrz pierścienia.

W przypadku innych ograniczeń optycznych bazujących na efekcie falowodowym takie zjawisko nie występuje. Zbliżony wpływ ograniczania modów wyższego rzędu występuje w anty-rezonansowych laserach VCSEL, ale wtedy mod podstawowy posiada zwiększone straty wywołane jego wnikaniem do obszarów znajdujących się pod obszarem czynnym, co objawia się wzrostem prądu progowego.



Rys. 5.21. Wzmocnienie modowe  $G_m$  dla modów  $LP_{01}$  i  $LP_{11}$  jako funkcja głębokości trawienia dla  $d_e = 7 \mu\text{m}$ ,  $d_{TJ} = 6 \mu\text{m}$  i dla trzech szerokości pierścienia  $\alpha$  a)  $0.5 \mu\text{m}$ , b)  $1.0 \mu\text{m}$ , c)  $1.5 \mu\text{m}$

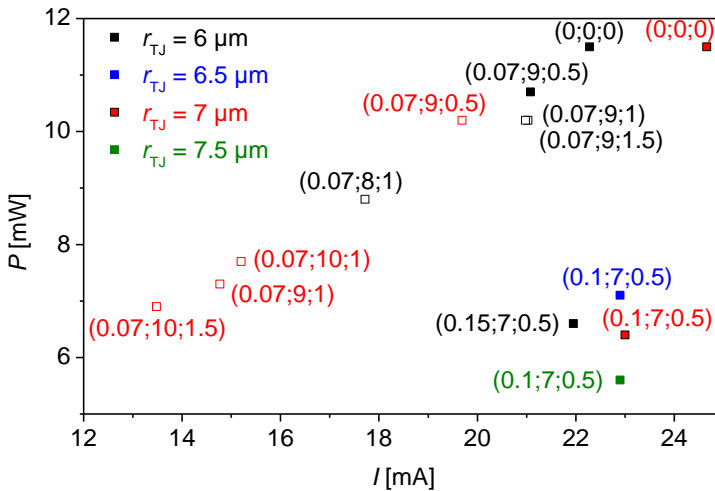
Rys. 5.22 przedstawia mapy różnicy wzmocnienia modowego modu podstawowego  $LP_{01}$  i wyższego rzędu  $LP_{11}$  dla trzech różnych wartości prądu płynącego przez laser. Mapy te są funkcją szerokości pierścienia  $\alpha$  i jego średnicy  $d_e$ . Głębokość wytrawienia  $g_{etch}$  wynosi 200 nm, a średnica złącza tunelowego to 6  $\mu\text{m}$ . Kolory ciepłe odpowiadają silnej dyskryminacji modowej ( $\Delta_r > 60 \text{ cm}^{-1}$ ), co oznacza wypychanie modu  $LP_{11}$  na zewnątrz apertury. Na rysunku obszar żółto-czerwony niezależnie od wartości prądu jest stały dla  $d_e$  wynoszącego od około 6  $\mu\text{m}$  do 8  $\mu\text{m}$  i  $\alpha < 1 \mu\text{m}$ . Obszar ten zapewnia stabilną pracę lasera w reżimie modu podstawowego i potencjalnie umożliwia wzrost emitowanej mocy w reżimie jednomodowym.



Rys. 5.22. Mapy dyskryminacji modowej czyli różnicy pomiędzy wzmocnieniem modowym  $G_{lp}$  modu  $LP_{01}$  a wzmocnieniem modowym modu  $LP_{11}$  jako funkcja średnicy  $d_e$  oraz szerokości pierścienia  $\alpha$  dla  $d_{TJ} = 6 \mu\text{m}$  i dla trzech wartości prądu a) 6 mA, b) 9 mA, c) 12 mA

### 5.3.5 Moc maksymalna w reżimie jednomodowym

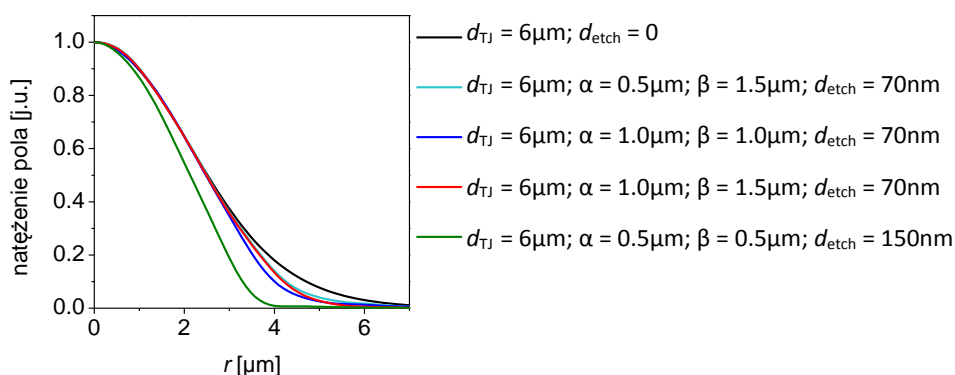
Prąd progowy jest dobrym kryterium oceny efektywności działania lasera, jednak w wielu zastosowaniach istotna jest także maksymalna osiągalna moc w reżimie jednomodowym. W poniższym rozdziale wyznaczono maksymalne moce emisji w reżimie modu podstawowego wybranych struktur, porównując je z mocą uzyskaną w strukturze standardowej, bez pierścienia powietrznego. Wykonano symulacje dla kilku wybranych parametrów pierścieni powietrznych (różnych  $\alpha$  i  $d_e$ ). Ich wybór został podyktowany wcześniej wykonanymi strukturami eksperymentalnymi, których przedział zmienności parametrów ( $\alpha$  i  $d_e$ ) pozwala na dość rozległą analizę, a przede wszystkim parametry te pozwalają na uzyskanie ograniczenia dla obu rozważanych modów ( $LP_{01}$  i  $LP_{11}$ ) oraz selektywnego ograniczenia tylko modu  $LP_{01}$ . Symulacje wykazały, że idea wytrawień powietrznych pogarsza parametry pracy lasera z wysokimi mocami emisji. Wykres maksymalnych mocy w reżimie modu podstawowego dla różnych geometrii apertury wytrawienia i złącza tunelowego przedstawiony jest na Rys. 5.23.



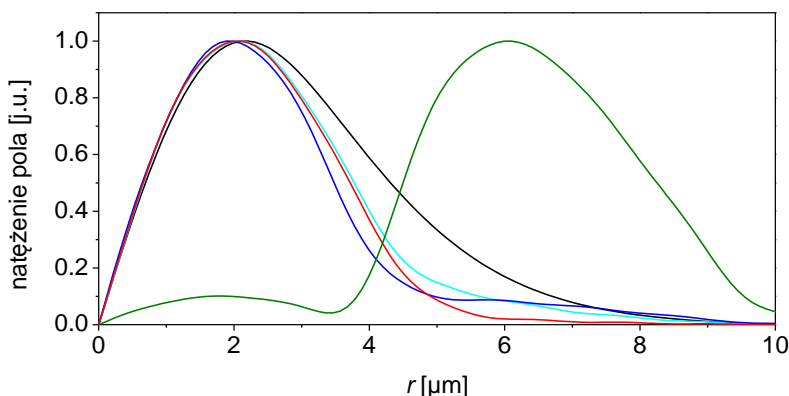
Rys. 5.23. Maksymalna moc emisji w reżimie modu podstawowego  $LP_{01}$ . Otwarte kwadraty oznaczają, że moc modu podstawowego jest ograniczona wzbudzeniem się modu  $LP_{11}$ , podczas gdy pełne oznaczają zakrzywienie charakterystyki mocy (*roll-over*). W nawiasach podane są kolejno wymiary wytrawień: głębokość  $g_{\text{etch}}$ , wewnętrzna średnica pierścienia  $d_e$  oraz grubość pierścienia  $\alpha$  [ $\mu\text{m}$ ]

Najlepsza, pod względem osiągniętej mocy, struktura z wytrawieniem z  $6 \mu\text{m}$  złączem tunelowym ma o około 8% niższą moc emisji w reżimie modu  $LP_{01}$  niż struktura standardowa bez takich wytrawień. Wynika to z faktu, iż mod podstawowy w strukturach z pierścieniem powietrznym i złączem tunelowym o niewielkiej średnicy jest ograniczony wewnątrz średnicy pierścienia powietrznego i przez to ma mniejszą szerokość (Rys. 5.24). Z przeprowadzonych obliczeń można wysnuć wniosek, że dla struktur, w których ograniczeniem mocy maksymalnej w reżimie jednomodowym jest zakrzywienie charakterystyki mocy (*roll-over*), większa szerokość modu gwarantuje większą emitowaną moc (Rys. 5.26). Dla struktur z węższą,  $6 \mu\text{m}$  aperturą elektryczną i mocą ograniczoną przez *roll-over* (czarne kwadraty na Rys. 5.23 i Rys. 5.26) objętość modu jest praktycznie liniową funkcją maksymalnej mocy wyjściowej. Jednakże duża szerokość modu nie gwarantuje większej mocy maksymalnej w strukturach, w których przyczyną ograniczenia mocy nie jest *roll-over*, ale pojawienie się modu wyższego rzędu. W tym wypadku większa szerokość modu zapewnia tylko wyższą o ok. 8% całkowitą sprawność lasera. Ciekawe zjawisko może być zaobserwowane dla struktur z płytkim pierścieniem powietrznym – wbrew przypuszczeniom tłumienie modów wyższych rzędów jest w nich mniejsze niż dla struktur bez takiego pierścienia, co powoduje wzbudzenie się tych modów dla mniejszych prądów. Wynika to ze zwiększonego skupiania się modów wyższego rzędu (Rys. 5.25) w osi lasera, przez co oddziałują one z większym

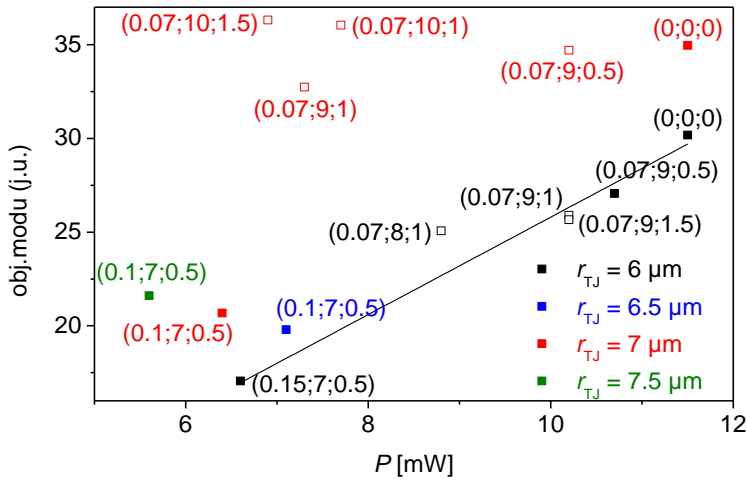
wzmocnieniem optycznym. W strukturach z głębokim wytrawieniem mody wyższego rzędu są z kolei wypychane na zewnątrz apertury optycznej i elektrycznej, co przyczynia się do ich zwiększonego tłumienia w porównaniu z modem podstawowym – szczyt profilu modu  $LP_{11}$  przypada poza aperturą złącza tunelowego, gdzie wzmocnienie optyczne jest ujemne. Wzmocnienie modowe modów wyższych rzędów jest więc małe i przez to nie mogą uczestniczyć w emisji laserowej. W takich strukturach emisja modu podstawowego ma więc miejsce nawet dla struktur z dużą średnicą złącza tunelowego i dla dużych prądów, ale niestety ze względu na silne skupienie modu  $LP_{01}$ , laser posiada niską sprawność i charakteryzuje się niewielką emitowaną mocą (cztery pełne kwadraty w prawym dolnym rogu wykresu na Rys. 5.23).



Rys. 5.24. Profile modów podstawowych lasera VCSEL z wytrawieniami powietrznymi. Mod struktury bez pierścienia powietrznego narysowany jest czarną linią



Rys. 5.25. Profile najsilniejszych modów wyższego rzędu w laserze VCSEL z wytrawieniami powietrznymi. Mody są oznaczone tak samo jak na Rys. 5.24. Mod wypchnięty jest dla struktury o parametrach:  $d_{\text{TJ}} = 6.0 \mu\text{m}$ ;  $\alpha = 0.5 \mu\text{m}$ ;  $\beta = 0.5 \mu\text{m}$ ;  $d_{\text{etch}} = 150 \text{ nm}$



Rys. 5.26. Objętość modu LP<sub>01</sub> jako funkcja mocy maksymalnej osiągniętej w reżimie jednomodowym. Otwarte kwadraty oznaczają, że moc jest ograniczona wzbudzeniem się modu LP<sub>11</sub>, podczas gdy pełne oznaczają ograniczenie mocy poprzez *roll-over*. W nawiasach podane są wymiary wytrawień: głębokość  $g_{etch}$ , wewnętrzna średnica pierścienia  $d_e$  oraz grubość pierścienia  $\alpha$  [μm]. Czarna linia jest interpolacją wyników dla struktury ze złączem 6 μm

Wytrawienia powietrzne w omawianym laserze VCSEL, w zależności od ich geometrii i rozmiarów złącza tunelowego, mogą przynieść korzyści związane ze zwiększoną całkowitą sprawnością wynikającą ze zwiększonej objętości modu podstawowego (dla większych średnic złącza tunelowego  $r_{TJ}$  i małych głębokości wytrawień), bądź też ze zwiększonego tłumienia modów wyższych rzędów, co wynika z wypychania tych modów poza obszar dużego wzmocnienia optycznego (dla wszystkich  $r_{TJ}$  i głębokich wytrawień). Jednak w żadnym z analizowanych przypadków wytrawienia nie zapewniają większej mocy w reżimie jednomodowym. Wyniki te pokrywają się z pomiarami przeprowadzonymi w EPFL, *Laboratory of Physics of Nanostructures*, gdzie efektem wytrawień powietrznych było zwiększone tłumienie modów wyższych rzędów, ale kosztem zmniejszonej o około 20% emitowanej mocy całkowitej przez laser [140], [106].

### 5.3.6 Podsumowanie

Przeprowadzona została analiza wpływu wytrawień powietrznych wewnątrz wnęki rezonansowej lasera VCSEL na jego parametry pracy. Miała ona na celu sprawdzić czy możliwość modyfikacji radialnego rozkładu współczynnika załamania wewnątrz wnęki rezonansowej umożliwia zwiększenie emitowanej mocy w reżimie jednomodowym. Analiza wykazała, że umieszczenie jakiegokolwiek ograniczenia bocznego przyczynia się do obniżenia emitowanej

mocy, ale, w zależności od geometrii tego wytrawienia, może przynieść korzyści w postaci albo zwiększonej sprawności całkowitej lasera, albo zwiększonego tłumienia modów wyższych rzędów.

Wydaje się, że uzyskanie większej emitowanej mocy w reżimie jednomodowym w rozważanej w pracy konfiguracji materiałowej możliwe jest w konfiguracji lasera typu VCSEL. Konstrukcje takie umożliwiają uzyskiwanie mocy przekraczającej 1 W. Fizyczna analiza zjawisk zachodzących w tego typu strukturach oraz przedstawienie zaproponowanych rozwiązań konstrukcyjnych jest tematem kolejnego rozdziału.



---

## 6 OP-VECSEL

---

W rozdziale tym przedstawiono wyniki analizy struktur laserowych typu OP-VECSEL emitujących promieniowanie o długości fali 1550 nm, które zostały opublikowane w [72] oraz w [86]. Opisano uzyskane wyniki kalibracji modelu numerycznego lasera OP-VECSEL na podstawie danych eksperymentalnych oraz wyniki symulacji termicznych i optycznych struktury. Wykorzystane w tym rozdziale wyniki eksperymentalne zostały uzyskane przez *Optoelectronics Research Centre, Tampere University of Technology* w Finlandii na podstawie struktur laserowych wytworzonych w *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* w Lozannie w Szwajcarii.

W przypadku nowej struktury lasera OP-VECSEL opisanej w tym rozdziale, autorzy wykonali wszystkie obliczenia numeryczne za wyjątkiem analizy odbijalności podfalowej siatki dyfrakcyjnej przeprowadzonej przez dra inż. Marcina Gębskiego z Zespołu Fotoniki Politechniki Łódzkiej.

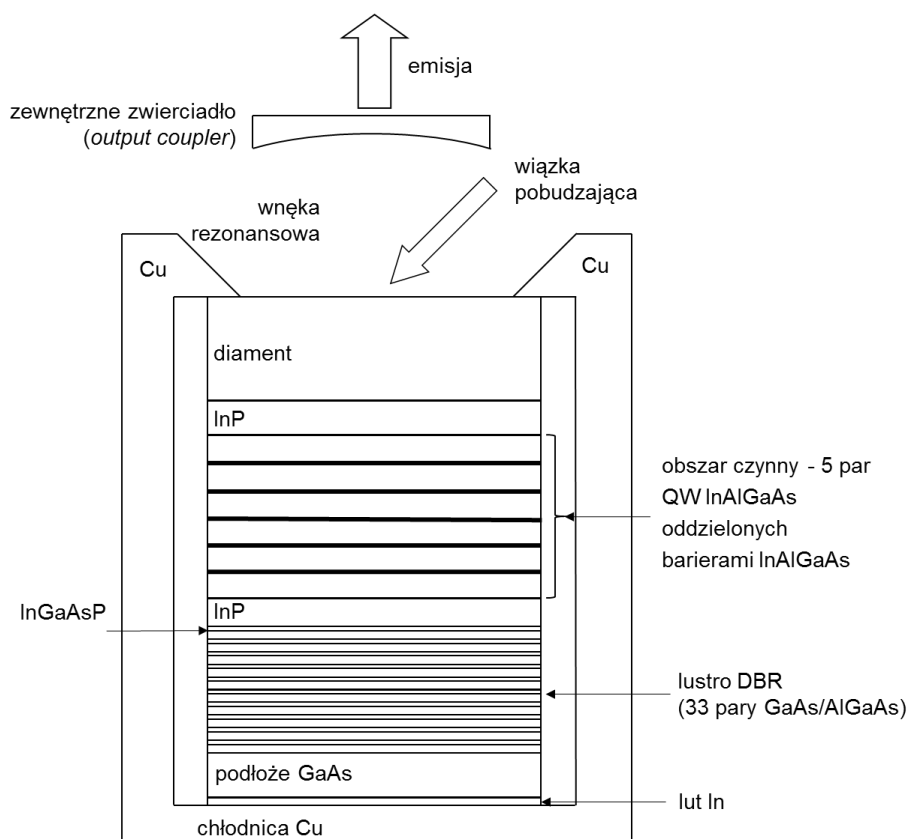
W nowej strukturze autorskim pomysłem było wykorzystanie siatek podfalowych zamiast zwierciadeł typu DBR, co umożliwiło pobudzenie osiowe lasera. Szczegóły wkładów poszczególnych osób biorących udział w opracowaniu nowej struktury zostały opisane w zgłoszeniu do Urzędu Patentowego Stanów Zjednoczonych Ameryki [19].

### 6.1 OPIS STRUKTURY LASERA OP-VECSEL

Obszar czynny referencyjnej struktury lasera OP-VECSEL (Rys. 6.1 oraz tabela 6), podobnie jak i innych analizowanych w pracy laserów, został wykonany za pomocą niskociśnieniowego procesu napyłania warstw epitaksjalnych z fazy lotnej na podłożach InP o kierunku krystalograficznym (100), co zostało szerzej opisane w [141]. W przypadku omawianego lasera obszar czynny składa się z 5 grup par studni kwantowych o grubości 6.5 nm wykonanych ze związku  $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$ . Studnie są rozdzielone 10 nm barierami z  $\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$ . W celu zapewnienia efektywnej rekombinacji wymuszonej pary studni zostały umieszczone w kolejnych strzałkach fali stojącej wzbudzonej we wnęce rezonansowej. Stąd też pary studni kwantowych są od siebie oddzielone o połowę długości generowanej fali, która wynosi 1550 nm. Obszar pomiędzy studniami wykonany jest z  $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$ , którego współczynnik załamania wynosi 3.3, stąd połowa długości fali w tym materiale wynosi 208.7 nm. Dolne zwierciadło braggowskie składające się z 33 par warstw  $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.9}\text{Ga}_{0.1}\text{As}$ , podobnie jak w przypadku lasera VCSEL (opisanego w rozdziale 5), przyklejone jest do warstwy InP przy wykorzystaniu techniki *wafer-fusion* (rozdział 1.9).

W laserze tym nie następuje przepływ prądu elektrycznego, dlatego też wszystkie występujące w nim warstwy są niedomieszkowane. Warstwy InP umieszczone po obu stronach obszaru czynnego mają na celu uniemożliwienie dyfuzji nośników z obszaru, w którym znajdują się studnie kwantowe.

Lustro aktywne, czyli obszar czynny razem z dolnymi zwierciadłami, wraz z wewnątrz wnękowym diamentowym rozpraszaczem ciepła (*intra-cavity heat-spreader*), jest przymocowane wewnątrz dwóch płytek miedzianych i przyklejony do nich za pomocą lutu indowego zapewniającego pewny montaż oraz polepszone odprowadzanie ciepła do chłodnicy. Górna apertura optyczna – okno w miedzi – ma kształt kołowy o średnicy 2 mm. Pomiary oraz symulacje były przeprowadzane dla zewnętrznego zwierciadła o współczynniku odbicia 98%. W celu pobudzenia struktury lasera VECSEL w eksperymencie użyto diody laserowej emitującej promieniowanie o długości 980 nm dysponujące mocą 25 W i szerokością wiązki  $1/e^2$  wynoszącą 300  $\mu\text{m}$ . Dokładny opis układu pomiarowego znajduje się w [72] i [142].



Rys. 6.1. Schemat struktury lasera OP-VECSEL, który służył jako struktura na podstawie której wykonano uzgodnienie modelu numerycznego. Rysunek nie jest w skali

Tabela 6. Układ warstw lasera OP-VECSEL wraz ich grubościami. Wszystkie warstwy są niedomieszkowane

Ilość warstw	Materiał	Grubość [ $\mu\text{m}$ ]	
	diamant	300	
	InP	0.123	
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.094	Warstwa dystansująca
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.188	Warstwa dystansująca
3x	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.188	Warstwa dystansująca
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.094	Warstwa dystansująca
	InP	0.236	
	InGaAsP	0.01	
33x	GaAs	0.096	DBR dolny
	AlGaAs	0.11	
	GaAs	0.096	
	In	5	Lut
	Cu		Chłodnica

## 6.2 KALIBRACJA MODELU NUMERYCZNEGO LASERA OP-VECSEL NA PODSTAWIE EKSPERYMENTU

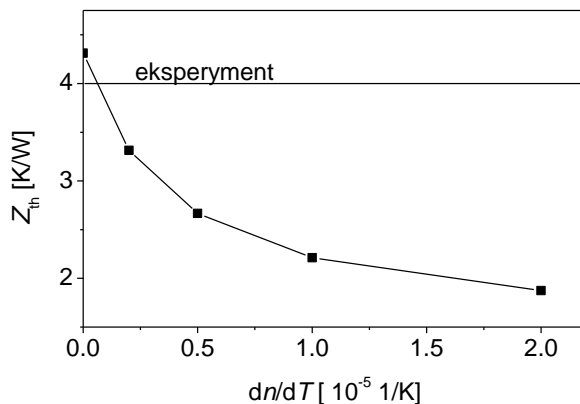
W celu zweryfikowania poprawności modelu numerycznego, służącego w dalszej części pracy do optymalizacji struktur laserów OP-VECSEL, dokonano jego uzgodnienia bazując na pomiarach struktury lasera przedstawionego na Rys. 6.1. Uzgodnienie parametrów modelu z wynikami eksperymentalnymi przebiegało kilku etapowo i dotyczyło:

1. Oszacowania zmiany współczynnika załamania światła dla diamentu w zależności od temperatury.
2. Oszacowania monomolekularnego współczynnika dyfuzji A.

Pozostałe parametry są danymi literaturowi (umieszczonymi w tabelach 1, 2 i 3), uwzględniającymi modyfikacje poczynione we wcześniejszej części pracy, bazując na dopasowaniu modelu do wyników eksperymentalnych uzyskanych dla lasera VCSEL (rozdział 5.2).

### **Oszacowanie termicznej zmiany współczynnika załamania światła dla diamentu**

Temperatura w strukturze modyfikuje współczynnik załamania światła poszczególnych warstw, co z kolei prowadzi do zmiany długości emitowanej fali. W pomiarach wartość impedancji termicznej  $Z_{th}$  oszacowuje się na podstawie wartości przesunięcia długości fali i jest to wartość bardzo zbliżona do tej bezpośrednio otrzymywanej z wartości maksymalnej temperatury w laserze. Wynika to z faktu, iż maksymalna temperatura występuje w obszarze czynnym i to ona ma największy wpływ na modyfikację długości emitowanej fali. Jeśli na zwierciadle aktywnym umieszczony zostanie diament, jego współczynnik termiczno-optyczny  $dn/dT$  będzie miał wpływ na szacowaną impedancję termiczną, która jest wyznaczana na podstawie przesunięcia długości fali na skutek zmian mocy dostarczanej do lasera. Ze względu na konieczność redukcji kosztów diament wykorzystywany jako rozpraszacz ciepła w urządzeniach elektronicznych jest diamentem syntetycznym otrzymywanym w procesie napyłania cienkich warstw (diament CVD [123], [124]). Z tego względu niektóre jego parametry zależą od samego procesu otrzymywania i nie są jednoznacznie określone w literaturze. Tak jest na przykład z parametrem zmiany współczynnika załamania światła z temperaturą  $dn/dT$ , którego to wartość jest niezwykle ważna przy określaniu emitowanej przez laser długości fali, a tym samym wyznaczaniu jego maksymalnej emitowanej mocy. Aby określić wartość współczynnika termiczno-optycznego pierw wyznaczono impedancje termiczne dla opisywanej struktury obliczając przesunięcie długości emitowanej fali  $d\lambda/dT$  dla dwóch różnych temperatur zewnętrznych: dla 300 K i 300.1 K. Następnie, na podstawie przyrostu długości emitowanej fali  $d\lambda/dP$  dla dwóch różnych mocy pompujących (3 i 3.01 W) i dla tej samej temperatury zewnętrznej (300 K) można było wyznaczyć różniczkową impedancję termiczną ( $Z_{th} = dT/dP$ ). Wyznaczona w ten sposób wartość  $Z_{th}$  zależna jest od  $dn/dT$  diamentu. Przyjęto więc, że punkt dla którego wartość  $Z_{th}$  z symulacji pokrywa się z wartością eksperymentalną (patrz Rys. 6.2) definiuje naszą wartość temperaturowej zmiany współczynnika załamania światła dla diamentu. Jak widać na rysunku, tą wartością jest  $dn/dT = 0.06 \text{ K}^{-1}$ . Dla tej wartości  $dn/dT$  wartość  $d\lambda/dT$  wynosi 0.275 nm/K a wartość  $d\lambda/dP$  1.1 nm/W.



Rys. 6.2. Impedancja termiczna wyznaczona na podstawie przesunięcia długości emitowanej fali lasera OP-VECSEL w zależności od współczynnika  $dn/dT$  diamentu

### Dopasowanie współczynników dyfuzji

W rzeczywistej strukturze, składającej się z wielu połączonych ze sobą warstw różnych materiałów, pojawiają się naprężenia (wynikające z niedopasowania sieci krystalicznych) oraz z defektów powstałych w procesie technologicznym. Literaturowy współczynnik rekombinacji  $A$  jest natomiast podawany dla jednorodnych materiałów. W naszym przypadku używaliśmy zatem efektywnej wartości współczynnika  $A$ , która brała pod uwagę zwiększone straty nośników wynikające z niedoskonałości struktury oraz dwuwymiarowej dyfuzji [101]. Współczynniki  $A$ ,  $B$ ,  $C$  w równaniu dyfuzji (równanie 4.41) w opisywanym modelu muszą spełniać założenia:

- adiabatycznych warunków brzegowych, co zakłada brak przepływu nośników z zewnątrz,
- ciągłości profilu koncentracji nośników gdyż rozwiązywana funkcja  $n(r)$  w równaniu 4.41 musi być dwukrotnie różniczkowalna,
- równowagi pomiędzy strumieniem nośników wchodzących do studni kwantowych a stratami wynikającej bezpośrednio z równania 4.41.

Współczynniki rekombinacji promienistej  $B$  i rekombinacji Augera  $C$  w naszym przypadku pochodzą z publikacji. W porównaniu z tabelą 3 z rozdziału 4.8 w opisywanym przypadku zmodyfikowaliśmy wartość współczynnika  $C$  zgodnie z równaniem:

$$C = C_{300K} \exp\left(\frac{E_a}{k} \left(\frac{1}{300 \text{ K}} - \frac{1}{T}\right)\right) \quad [143] \quad 6.1$$

gdzie  $C_{300K} = 1 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$  [144] i  $E_a/k = 2553 \text{ K}$  [22].

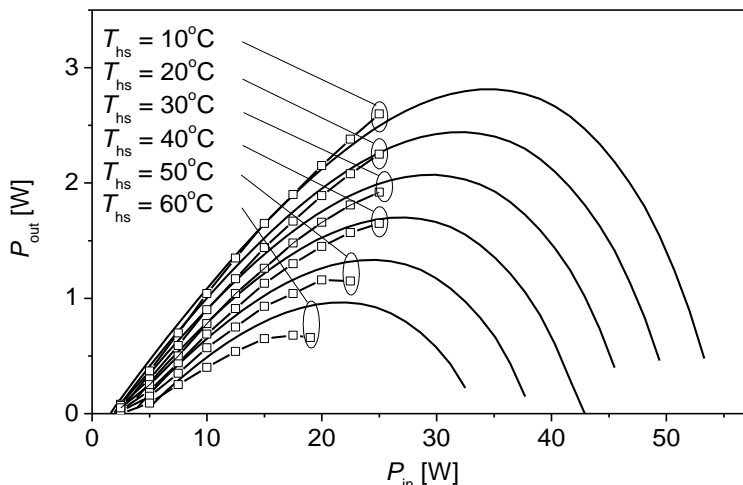
Wartość monomolekularnego współczynnika rekombinacji  $A$  jest natomiast charakterystyczna dla danego materiału i struktury. Jeśli w strukturze pojawiają się naprężenia powodujące powstanie defektów wartość może ulec znacznym zmianom w porównaniu do jednorodnego materiału, gdyż wszelkie niedoskonałości materiału mogą być źródłem rekombinacji niepromienistych. Uzgodnienie modelu numerycznego na podstawie pomiarów rzeczywistych struktur było więc niezbędne do jego dokładnego określenia. W wykorzystywanym modelu użyto efektywnej wartości współczynnika  $A$ , która brała pod uwagę zwiększone straty nośników wynikające z dwuwymiarowej dyfuzji [101]. W celu osiągnięcia zgodności z eksperymentem (charakterystyk emitowanej mocy przedstawionych na Rys. 6.3), wyznaczono wartość współczynnika  $A$  oraz określono jego zależność temperaturową modyfikującą wartość parametru  $A$  zgodnie z równaniem:

$$A_{eff} = 17 \cdot [7 \cdot 10^7 + 7 \cdot 10^5 \cdot (T - 300) + 5 \cdot 10^3 \cdot (T - 300)^2] s^{-1} \quad 6.2$$

Czcionką o kolorze czerwonym zostały oznaczone wprowadzone przez autorów modyfikacje wartości parametru  $A$  pochodzącego z [129].

## Wyniki

Porównanie charakterystyk eksperymentalnych i teoretycznych mocy wyjściowej w funkcji mocy dostarczonej do układu uzyskanych dla struktury opisanej w rozdziale 6.1 znajduje się na Rys. 6.3. Pomiarów eksperymentalnych przeprowadzanych były w reżimie fali ciągłej dla ograniczonej mocy lasera pobudzającego (25 W) dla różnych temperatur chłodnicy. Przedstawione charakterystyki potwierdzają wysoką zgodność modelu numerycznego, zwłaszcza dla niższych temperatur chłodnicy. Dla wyższych temperatur pojawiają się nieznaczne rozbieżności, które mogą wynikać z obecności zjawisk nieprzewidzianych w wykorzystywanym modelu. W obu przypadkach (zarówno w symulacjach jak i w eksperymencie w przypadku wysokich temperatur chłodnicy) można zaobserwować efekt *roll-over* przejawiający się maleniem mocy wyjściowej oraz sprawności lasera wraz ze wzrostem mocy dostarczonej do układu.



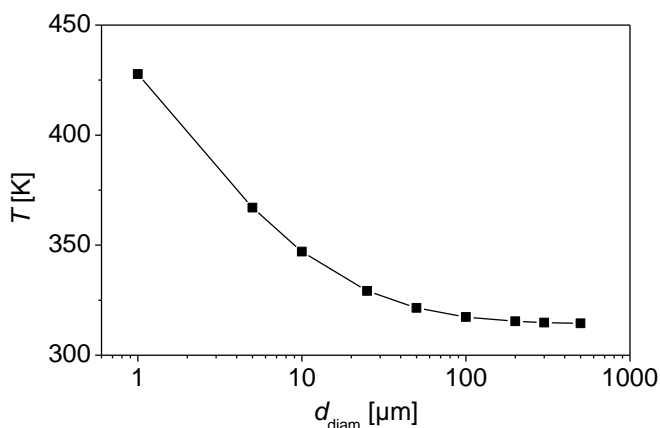
Rys. 6.3. Emitowana moc wyjściowa jako funkcja mocy pobudzającej dla struktury z Rys. 6.1. – linie ciągłe pochodzą z symulacji, natomiast linie z kwadratowymi znacznikami – z pomiarów [86]

Przeprowadzone dopasowanie modelu numerycznego na podstawie charakterystyk eksperymentalnych pozwoliło zauważyć potencjalnie kolejne niedoskonałości laserów, na bazie których wykonywane były obliczenia. By uzyskać wyniki symulacyjne zgodne z pomiarami należało przyjąć znacznie większą wartość monomolekularnego współczynnika rekombinacji nie promienistej  $A$ , niż wartość pochodząca z literatury dla studni kwantowych zbudowanych ze związku InAlGaAs, a także większego niż w przypadku wcześniej analizowanego lasera typu VCSEL. Fakt ten może dowodzić, iż w procesie wzrostu obszaru czynnego wykorzystywanego w tej strukturze mogły pojawić się defekty wynikające z naprężeń sieci krystalicznej. Faktem przemawiającym za słusznością tego przypuszczenia jest znacznie mniejsza rekombinacja niepromienista zachodząca we wcześniej analizowanym laserze typu VCSEL emitującym promieniowanie o mniejszej długości fali (1300 nm), w którym naprężenie studni kwantowych jest mniejsze. Wnioski wynikające z dopasowania modelu do wyników eksperymentalnych posłużyły do modyfikacji obszarów czynnych w procesie wzrostu nowej generacji laserów wykonywanych przez *Laboratory of Physics of Nanostructures*, w których skład molowy studni kwantowych uległ nieznacznej modyfikacji, mającej na celu obniżenie prawdopodobnych naprężeń sieci krystalicznej.

## 6.3 OPTIMALIZACJA STRUKTURY LASERA OP-VECSEL

### 6.3.1 Wprowadzenie i założenia

Dysponując uzgodnionym z eksperymentem modelem numerycznym dla lasera OP-VECSEL emitującego promieniowanie o długości fali 1550 nm przeprowadzono analizę termiczną tego lasera w celu poprawy jego parametrów cieplnych (schemat lasera przedstawiony jest na *Rys. 6.1.* w rozdziale 6.1). Na początku przeprowadzono serię symulacji rozkładu temperatury wewnątrz struktury lasera dla różnych grubości diamentowego rozpraszacza ciepła. Wyniki symulacji rozkładu temperatury wewnątrz struktury lasera dla różnych grubości diamentowego rozpraszacza ciepła zostały przedstawione na *Rys. 6.4* (dla 3.3 W mocy pobudzającej i 300 K temperatury zewnętrznej). Na podstawie wykresu można zauważyć silny wpływ diamentowego rozpraszacza ciepła na wartość maksymalnej temperatury wewnątrz lasera. Analiza redukcji maksymalnej temperatury w laserze na skutek wzrostu grubości warstwy diamentowej dla stałego poziomu pobudzenia lasera, wykazuje asymptotyczny charakter. Dla diamentu o grubości powyżej 300  $\mu\text{m}$  spadek temperatury wywołany zwiększaniem grubości diamentu staje się niewielki. Związane jest to z mechanizmem rozpraszania ciepła w diamencie. Ciepło z obszaru czynnego trafia do diamentu, gdzie może zostać łatwo przetransportowane w kierunku radialnym na skutek wysokiej przewodności cieplnej diamentu. Wykonane obliczenia wskazują, iż dla przyjętego rozmiaru obszaru czynnego ciepło tylko w bardzo niewielkim stopniu jest transportowane głębiej niż 300  $\mu\text{m}$  w głąb diamentu. Taka grubość warstwy diamentowej jest zatem minimalną grubością zapewniającą bardzo dobre rozproszenie ciepła.



Rys. 6.4. Temperatura maksymalna w obszarze czynnym lasera OP-VECSEL w funkcji grubości warstwy diamentowej umieszczonej na zwierciadle aktywnym dla 3.3 W mocy pobudzającej i temperatury zewnętrznej 300 K



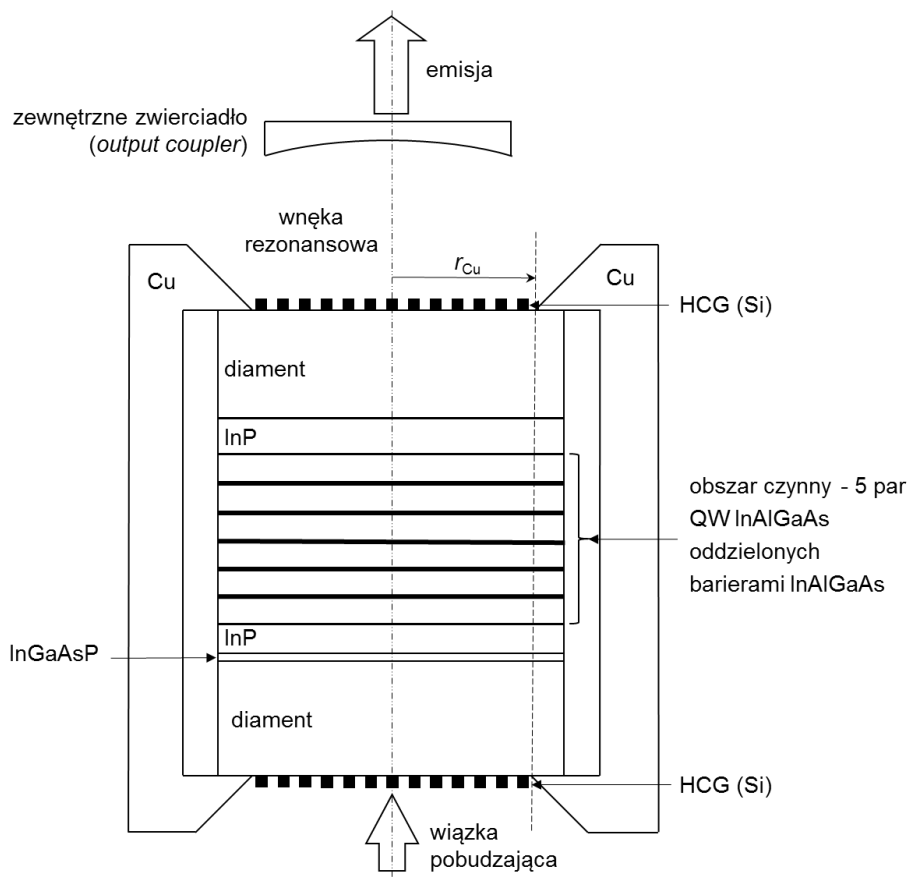
Lasery OP-VECSEL są obecnie bardzo efektywnymi źródłami promieniowania laserowego umożliwiając generację światła laserowego w bardzo szerokim spektrum. Ich wadami są znaczne rozmiary będące konsekwencją sposobu pobudzania wykorzystującego zewnętrzny laser oraz niedoskonały sposób odprowadzania ciepła, głównie ze względu na obecność zwierciadeł typu DBR, które ze względu na swą periodyczność powodują znaczne ograniczenie transportu fononów [59]. Fakty te skłoniły do zaproponowania nowej struktury lasera OP-VECSEL wykorzystującego:

1. dwie warstwy diamentowe w celu lepszego odprowadzenia ciepła z obszaru czynnego,
2. zwierciadła w postaci siatek podfalowych w celu poprawy efektywności transportu ciepła do chłodnicy i efektywniejszego wykorzystania promieniowania pobudzającego,
3. osiowe pobudzenie optyczne w kierunku zgodnym z kierunkiem emisji.

Rozwiązanie 2. w pewnej części, a rozwiązanie 3. w całości zostało zaproponowane przez autorów co zostało uwzględnione we wniosku patentowym złożonym wspólnie z EPFL *Laboratory of Physics of Nanostructures* [19], dotyczącym opisanej modyfikacji technologicznej lasera typu VECSEL. Struktura zawierająca wyżej opisane modyfikacje składa się z obszaru czynnego takiego jak w strukturze opisanej w rozdziale 6.1. Umożliwia to wykorzystanie parametrów wyznaczonych w analizie przedstawionej w rozdziale 6.2.

Zmodyfikowana konstrukcja lasera OP-VECSEL (Rys. 6.5) składa się z obszaru czynnego posiadającego, podobnie jak we wcześniejszej strukturze, 5 grup par studni kwantowych wykonanych ze związku  $\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$  o grubości 6.5 nm rozdzielonych pomiędzy sobą w parach 10 nm barierami z  $\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$ . Ponadto, aby umożliwić najsilniejsze oddziaływanie studni z polem optycznym w rezonatorze, ich pary są umieszczane w strzałkach fali stojącej oddalone od siebie o połowę długości fali generowanej w strukturze. Warstwy dystansujące wykonane są z materiału poczwórnego  $\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$  o grubości 208.7 nm, których dodatkową funkcją jest absorpcja promieniowania pobudzającego. Warstwy InP umieszczone po obu stronach obszaru czynnego mają za zadanie uniemożliwienie dyfuzji nośników poza obszar czynny. Funkcję dolnego zwierciadła pełni, umieszczona na diamencie, podfalowa siatka dyfrakcyjna HCG, przezroczysta dla długości fali lasera pobudzającego i niemal całkowicie odbijająca promieniowanie generowane, zaś górne sferyczne zwierciadło umieszczone jest poza strukturą i jego odbijalność wynosi 98%. Struktura lasera wraz z oboma wewnątrz wnękowymi diamentowymi rozpraszaczami ciepła przymocowana jest pomiędzy dwoma miedzianymi płytkami, z których każda posiada otwór o średnicy 1 mm, dolna w celu integracji ze źródłem pompującym, górna by umożliwić emisję światła na zewnątrz lasera. Na górnym diamentowym rozpraszaczu ciepła umieszczona została druga podfalowa siatka dyfrakcyjna

mająca za zadanie odbicie wiązki pompującej w celu wykorzystania tej części promieniowania, które nie została zaabsorbowana przez warstwy dystansujące. Parametry tej siatki zostały dobrane tak, by zapewnić przezroczystość dla emitowanej długości fali. Rozmiary i układ poszczególnych warstw obszaru czynnego przedstawione są w tabeli 7.



Rys. 6.5. Schemat struktury lasera OP-VECSEL pobudzanego wiązką wprowadzaną do struktury z przeciwnej strony względem kierunku emisji generowanego promieniowania

Wyeliminowanie zwierciadeł typu DBR, które w dużym stopniu mogą absorbować promieniowanie pompujące umożliwiło zmianę bocznego kierunku zasilania lasera na osiowy od spodu struktury (Rys. 6.5). Rozwiązanie takie umożliwia redukcję rozmiarów całego układu lasera OP-VECSEL. Dzięki osiowej geometrii pompowania optycznego można zaprojektować laser OP-VCSEL, w którym zwierciadło aktywne wraz z lustrem zewnętrznym stanowią spójne

urządzenie, które można w łatwy sposób połączyć ze światłowodem, w którym biegnie wiązka pobudzająca, bez konieczności dokładnego justowania układu.

Zaproponowana struktura nie jest pierwszą próbą realizacji lasera typu VECSEL, z siatkę podfalową w roli zwierciadła. W przeszłości siatki podfalowe były stosowane we wnękach laserów VECSEL emitujących dwie długości fali w celu sprzęgania ich wiązek wiązek [145] oraz w celu stabilizacji spektrum lasera [146]. Jednakże według naszej wiedzy nie stosowano jak dotychczas tego typu zwierciadeł w celu umożliwienia jednocześnie wysokiej transmisji wiązki pompującej na poziomie 96% oraz niemal 100% odbicia wiązki generowanej, co umożliwiło uproszczenie sposobu zasilania lasera.

Tabela 7. Osiowy układ warstw lasera OP-VECSEL z dwoma diamentowymi rozpraszaczami ciepła wraz ich grubościami. Wszystkie warstwy są niedomieszkowane

Ilość warstw	Materiał	Grubość [ $\mu\text{m}$ ]	
	Si	0.5	HCG
	diament	300	
	InP	0.123	
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.094	Warstwa dystansująca
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.188	Warstwa dystansująca
3x	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.188	Warstwa dystansująca
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.26}\text{As}$	0.0065	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.46}\text{Al}_{0.16}\text{Ga}_{0.38}\text{As}$	0.01	Bariera
	$\text{In}_{0.53}\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.24}\text{As}$	0.094	Warstwa dystansująca
	InP	0.236	
	InGaAsP	0.01	
	Diament	450	
	Si	0.473	HCG

### 6.3.2 Optymalizacja rozpraszaczy ciepła

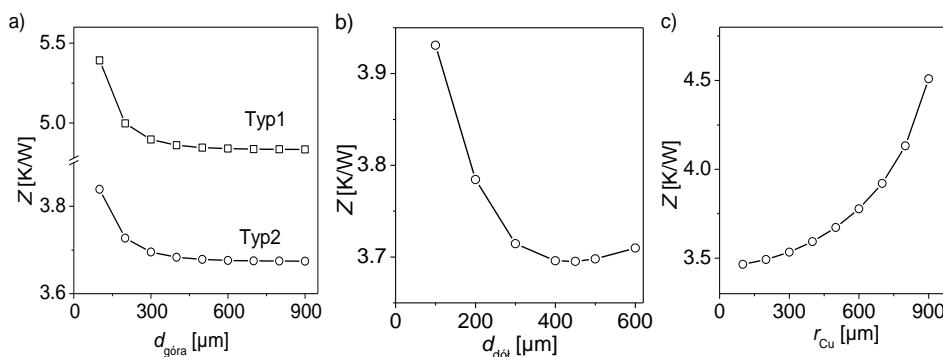
Wykorzystanie dwóch warstw diamentowych w zaproponowanej strukturze ma doprowadzić do obniżenia jej oporności cieplnej względem struktury typowej opisanej w tabeli 7.

Rys. 6.6a-c przedstawiają wyniki analizy termicznej dla obu analizowanych struktur. Struktury wyjściowej, na podstawie której zostały wyznaczone parametry modelu numerycznego (Rys. 6.1), oznaczonej jako Typ 1, oraz nowo zaproponowanej struktury z obszarem czynnym umieszczonym pomiędzy dwoma diamentowymi rozpraszaczami ciepła (Rys. 6.5), oznaczonej jako Typ 2. Wykresy na Rys. 6.6 przedstawiają wyniki obliczeń impedancji termicznych w zależności od:

- a) grubości górnego diamentowego rozpraszacza ciepła dla struktury Typu 1 i Typu 2,
- b) grubości dolnego diamentowego rozpraszacza ciepła dla struktury Typu 2,
- c) promienia otworu w miedzianej chłodnicy od dołu dla struktury Typu 2.

Z wykresu na Rys. 6.6a wynika, że impedancja termiczna nowego urządzenia ulega znacznej redukcji dzięki zastosowaniu drugiej, dolnej warstwy diamentowej. Dla optymalnego przypadku dla Typu 2 (diament górny o grubości 300  $\mu\text{m}$ , dolny 450  $\mu\text{m}$ , otwór w miedzi o średnicy 1 mm) jest to 3.7 K/W w porównaniu do 4.8 K/W dla zoptymalizowanego Typu 1 (górnym diamentem 300  $\mu\text{m}$ ). W przypadku obu struktur można zauważyć, że górna warstwa diamentowa o grubości 300  $\mu\text{m}$  jest wystarczająca do efektywnego rozproszenia generowanego ciepła. Wprawdzie dalszy wzrost jego grubości powoduje dalszy spadek impedancji termicznej, ale jest on już na tyle mały, iż korzyść z niego płynąca staje się zaniedbywalna w porównaniu do zwiększonych kosztów związanych z użyciem grubszych pokryć diamentowych. Zależność asymptotyczna przedstawiona na Rys. 6.6a wynika z faktu, iż ciepło nie przepływa przez warstwę diamentową, ale że wpływając do niego, rozprasza się radialnie i opuszcza warstwę diamentową przez tą samą powierzchnię, którą wpłynęło. Inną rolę spełnia dolna warstwa diamentowa w Typie 2 (Rys. 6.6b). Impedancja struktury w zależności od grubości dolnego diamentu posiada minimum dla warstwy diamentowej o grubości 450  $\mu\text{m}$ . Transport ciepła dla struktur z diamentem o grubości mniejszej od 450  $\mu\text{m}$  bazuje na opisanym w rozdziale 3.4 mechanizmie rozpraszania ciepła na boki i odprowadzania szerszym strumieniem do chłodnicy. Natomiast dla grubszych warstw uwidacznia się drugi efekt bezpośrednio związany z rezystancją cieplną warstwy diamentowej. Całe urządzenie jest chłodzone od dołu (przyjęte jest, że dolna warstwa miedzianego radiatora jest utrzymywana w stałej temperaturze), więc mimo bardzo dużej przewodności cieplnej diamentu, dla stosunkowo grubych warstw zaczynają

przeważać termiczne właściwości rezystancyjne diamentu. Ze względu na otwór w miedzianej obudowie, obszar czynny nie leży bezpośrednio nad chłodnicą i dlatego diament dolny musi mieć stosunkowo dużą grubość, by sprawnie odprowadzić ciepło na boki. W przypadku gdy nie występuje wspomniany otwór, minimum impedancji termicznej przypada dla grubości diamentu wynoszącej 250  $\mu\text{m}$ . Rys. 6.6c przedstawia z kolei wykres impedancji termicznej w zależności od promienia wspomnianego miedzianego otworu ( $r_{\text{Cu}}$  na Rys. 6.5). Wzrost średnicy otworu prowadzi do pogorszenia mechanizmu odprowadzania ciepła ze struktury, gdyż w miarę jego zwiększania wydłużeniu ulega droga, którą ciepło musi pokonać do chłodnicy. By umożliwić bezpośrednią integrację ze źródłem pompującym (światłowodem wraz z ferulą i złączem), można przyjąć, że otwór ten będzie miał promień wynoszący 500  $\mu\text{m}$ , co zapewnia odpowiednio niską wartość impedancji termicznej wynoszącą w tym wypadku 3.7 K/W.

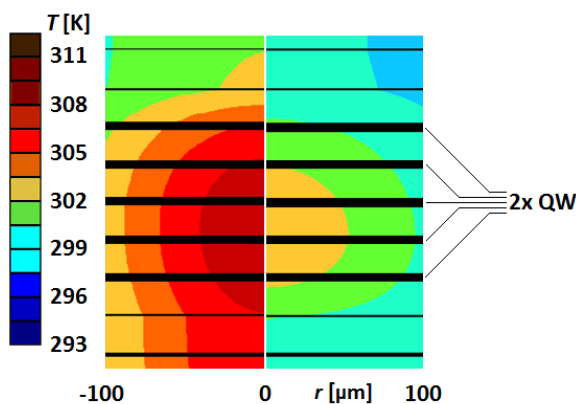


Rys. 6.6. Impedancje termiczne dla: a) dwóch typów lasera OP-VECSEL w zależności od grubości górnego diamentu (w Typie 2 grubość dolnego diamentu wynosi 450  $\mu\text{m}$  i promień otworu w miedzi  $r_{\text{Cu}} = 0.5$  mm), b) Typu 2 w zależności od grubości dolnego diamentu (górnny diament o grubości 300  $\mu\text{m}$  i otwór w miedzi  $r_{\text{Cu}} = 0.5$  mm), c) Typu 2 w zależności od promienia otworu dolnego w miedzi  $r_{\text{Cu}}$  (dla diamentu dolnego i górnego o grubości odpowiednio 450  $\mu\text{m}$  i 300  $\mu\text{m}$ )

Rys. 6.7 przedstawia rozkład temperatury wewnątrz obszaru czynnego obu omawianych struktur laserowych dla 3 W mocy pobudzającej, wchodzącej do urządzenia, oraz dla 300  $\mu\text{m}$  szerokości wiązki pompującej. Zauważalna różnica maksymalnych temperatur wewnątrz struktur wynika ze znacznie efektywniejszego odprowadzenia ciepła w przypadku lasera Typu 2. W obu przypadkach jest absorbowana zbliżona wartość mocy wchodzącej do lasera (98%), z tym, że około 30% mocy wiązki pompującej w przypadku lasera Typu 1 ulega odbiciu od diamentu. Różnica ta została uwzględniona w obliczeniach tak, aby zapewnić zbliżoną ilość generowanego w strukturze ciepła.

Typ 1 jest pobudzany od góry, zatem najwyższej położona para studni kwantowych (piąta para, licząc od dołu) generuje największą ilość ciepła (w tej okolicy absorbowane jest najwięcej mocy). Okazuje się jednak, że maksymalna temperatura występuje nie w okolicy piątej pary, ale w okolicy drugiej pary studni kwantowych. Wynika to z faktu, iż umieszczony na strukturze diament bardzo efektywnie rozprasza ciepło generowane w znajdujących się w pobliżu górnych studni kwantowych i transportuje je szerokim, bocznym strumieniem do chłodnicy, przez co temperatura w warstwach bliskich diamentowi zostaje obniżona.

Typ 2 jest natomiast strukturą pobudzaną od dołu, z diamentowymi rozpraszaczami ciepła umieszczonymi po obu stronach obszaru czynnego, odprowadzającymi ciepło do miedzianej chłodnicy. W przypadku tej struktury oba diamenty umieszczone po przeciwnych stronach obszaru czynnego odprowadzają ciepło równomiernie, zatem maksimum temperatury jest zlokalizowane w okolicy drugiej pary studni kwantowych, w pobliżu największej gęstości źródeł ciepła.



Rys. 6.7. Rozkład temperatury w obszarze czynnym obu struktur Typu 1 (po lewej) z 300  $\mu\text{m}$  diamentem górnym, Typu 2 (po prawej) z 450  $\mu\text{m}$  diamentem dolnym i 300  $\mu\text{m}$  diamentem górnym. Temperatura otoczenia wynosi 293 K, a moc pompująca, wchodząca do lasera to 3 W

W Typie 1 niezaabsorbowana przez obszar czynny energia lasera pompującego jest w niewielkiej części absorbowana przez zwierciadła DBR, ze względu na ich mały współczynnik absorpcji dla tej długości fali. Następnie, na granicy warstwy lutu indowego jest odbijana i około 12% z całkowitej energii wchodzącej do struktury ulega absorpcji w obszarze czynnym. Zatem część wiązki pobudzającej niezaabsorbowana podczas pierwszego przebiegu przez obszar czynny może zostać zaabsorbowana podczas przebiegu powrotnego, co zwiększa efektywność urządzenia. Wiązka pompująca w Typie 2 po przejściu przez obszar,

w którym znajdują się studnie kwantowe powraca do niego ponownie dzięki odbiciu od górnego zwierciadła HCG, które zostało zaprojektowane z myślą o odbijaniu wiązki pompującej. W ten sposób w obu przypadkach następuje absorpcja około 98% mocy wchodzącej do struktury.

Powyższa analiza pozwala zaproponować następujące rozmiary warstw diamentowych (Tabela 8) zapewniających minimalną impedancję termiczną rozważanych struktur.

Tabela 8. Optymalne grubości diamentu zapewniające efektywne odprowadzanie ciepła ze struktury lasera OP-VECSEL.

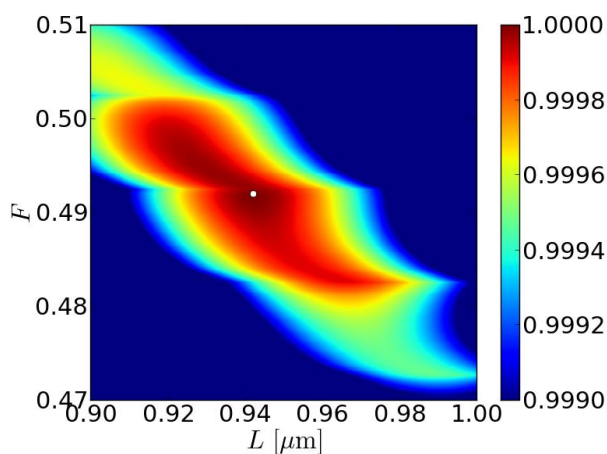
	Typ1	Typ2
grubość diamentu górnego	300 $\mu\text{m}$	300 $\mu\text{m}$
grubość diamentu dolnego	---	450 $\mu\text{m}$

Optymalne pod względem efektywności odprowadzania ciepła struktury Typu 1 i Typu 2 zapewniają impedancje termiczne wynoszące odpowiednio 4.84 K/W i 3.69 K/W. W celu wyznaczenia teoretycznej granicy minimalnej wartości impedancji termicznej takiego lasera rozpatrzono teoretyczną konstrukcję składającą się z obszaru czynnego w kształcie dysku o promieniu 180  $\mu\text{m}$  zatopionego w diamencie umieszczonym na miedzianej chłodnicy. Przeprowadzone obliczenia wykazały, że taka teoretyczna konstrukcja zapewnia impedancję termiczną na poziomie 3.27 K/W, co jest tylko o 13% mniejszą wartością niż ta otrzymana dla Typu 2. Zatem rozwiązanie zaproponowane w laserze Typu 2, polegające na zastosowaniu diamentowych rozpraszaczy ciepła z obu stron obszaru czynnego, zapewnia wyjątkowo sprawny mechanizm odprowadzania ciepła, zbliżony do idealnego przypadku, w którym źródło ciepła znajduje się w ośrodku o bardzo wysokiej przewodności termicznej.

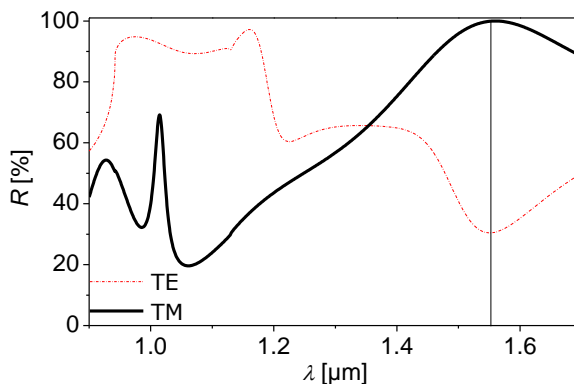
### 6.3.3 Optymalizacja siatki HCG

Zgodnie z przedstawionymi wcześniej założeniami podfalowa siatka dyfrakcyjna z jednej strony powinna posiadać wysoką wartość odbijalności dla generowanej w laserze długości fali (ok. 1550 nm), a z drugiej zapewniać jak największą transmisję dla wiązki pobudzającej o długości fali 980 nm. Ze względu na wysoką wartość współczynnika załamania światła  $n_r$  krzemu, wymaganą do efektywnego działania siatki dyfrakcyjnej, oraz ze względu na dobrze opanowaną technikę jego osadzania oraz trawienia, wybrany on został jako potencjalny materiał z którego wykonane są zwierciadła typu HCG. Krzem absorbuje dość silnie promieniowanie pobudzające o długości fali 980 nm ( $\alpha = 100/\text{cm}$ ), jednakże HCG stanowi cienką warstwę (ok. 0.5  $\mu\text{m}$ ), której absorpcja nie wpływa na sprawność pobudzania lasera.

W celu zaprojektowania zwierciadła HCG spełniającego powyższe oczekiwania, wyznaczono mapy odbicia w zależności od współczynnika wypełnienia  $F$  oraz okresu  $L$  dla różnych grubości pasków krzemowych ( $h$ ) (parametry siatki zilustrowane na Rys. 1.9 w rozdziale 1.10). Rys. 6.8 przedstawia wybraną mapę odbijalności w funkcji  $F$  i  $L$  dla optymalnej wartości  $h$ . Zaznaczony na mapie punkt odpowiada siatce o następujących parametrach:  $L = 942$  nm,  $F = 0.492$ ,  $h_{\text{HCG}} = 473$  nm i zapewnia odbijalność na poziomie 99.9998% dla 1550 nm dla polaryzacji TM (Rys. 6.9) dla światła generowanego wewnątrz struktury i umożliwiając transmisję na poziomie 96.2% dla promieniowania niespolaryzowanego o długości fali 980 nm (Rys. 6.10) padającego na siatkę od zewnątrz struktury.

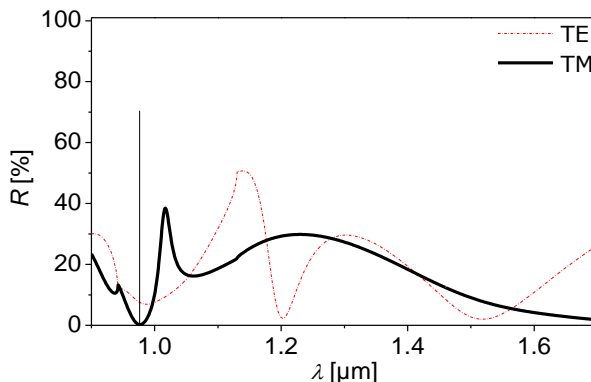


Rys. 6.8. Mapa współczynnika odbicia siatki HCG ( $h = 473$  nm)



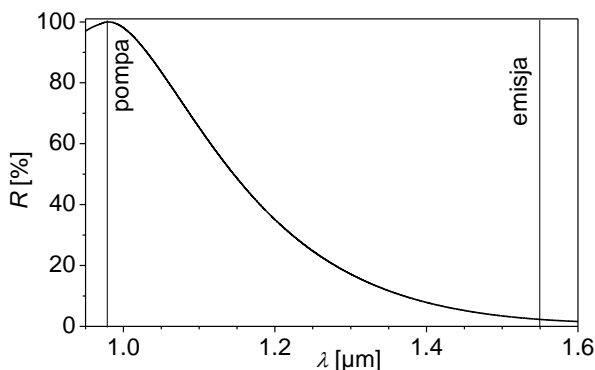
Rys. 6.9. Spektrum współczynnika odbicia od HCG, patrząc od strony struktury, dla dwóch polaryzacji światła. Zaznaczona jest długość emitowanej przez laser VECSEL fali





Rys. 6.10. Spektrum współczynnika odbicia od HCG, patrząc od strony źródła pobudzającego, dla dwóch polaryzacji światła. Zaznaczona jest długość fali pompującej

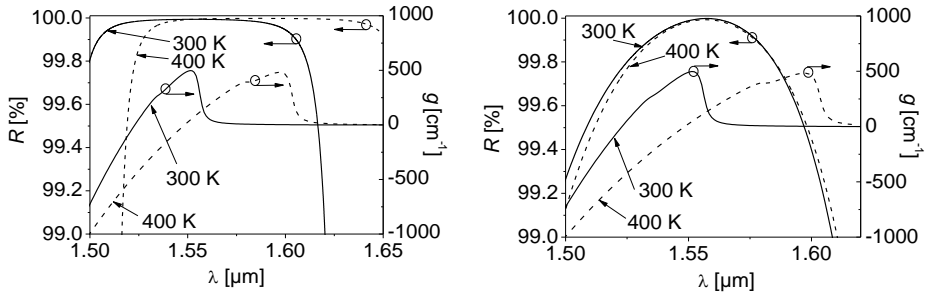
Rys. 6.11 przedstawia spektrum odbicia siatki podfalowej, która jest wykorzystana jako górne zwierciadło w projektowanej strukturze lasera OP-VECSEL. Zwierciadło to spełnia podwójną rolę: ma za zadanie odbijać wiązkę pompującą umożliwiając powtórny jej absorpcję w warstwach lasera sąsiadujących z obszarami czynnymi oraz umożliwić łatwą emisję (a zatem bliską 100% transmisję) światła generowanego w strukturze. Powtórne wykorzystanie wiązki pompującej jest istotne ze względu na fakt, iż po jednokrotnym przebiegu wiązki pompującej przez obszar absorbujący jeszcze 12% mocy pozostaje niezaabsorbowane. Rys. 6.11 pokazuje, iż siatka podfalowa odbija niemal 100% promieniowania o długości fali 980 nm, a zarazem zapewnia niemal zerową odbijalność dla długości fali emitowanej przez laser OP-VECSEL (1550 nm).



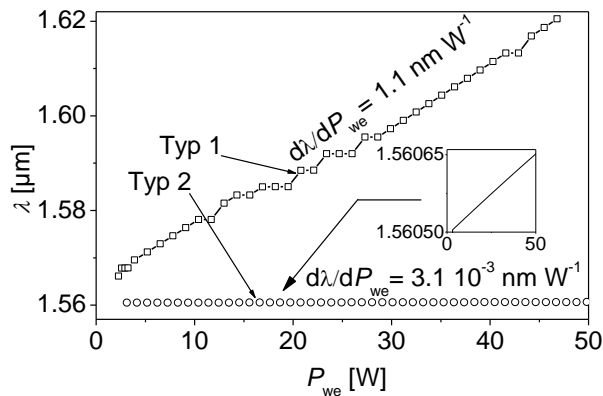
Rys. 6.11. Spektrum współczynnika odbicia od górnego HCG, patrząc od strony struktury, dla polaryzacji światła TM (prostopadłej do pasków HCG). Zaznaczona jest długość fali pompującej oraz emitowanej

### 6.3.4 Analiza własności emisyjnych

Dysponując zoptymalizowanymi pod kątem termicznym i optycznym strukturami laserów OP-VECSEL Typu 1 i Typu 2 przeprowadzono symulacje emitowanych mocy w funkcji mocy wejściowej. Ograniczenie mocy emitowanej przez laser wynika w głównej mierze z rozstrajania się maksimum widma odbicia zwierciadła użytego w laserze względem maksimum widma wzmocnienia. Na skutek pobudzenia lasera generowane jest ciepło w głównej mierze w obszarze czynnym (jak zostało pokazane w rozdziale 6.3.2). Wraz ze wzrostem temperatury następuje redukcja przerwy energetycznej w studniach kwantowych [147], co prowadzi do przesunięcia widma emisji w stronę dłuższych fal [147], [75], [148]. Jednak obszar czynny nie jest jedynym obszarem o zmieniającej się temperaturze, choć z pewnością w obszarze tym przyrost temperatury jest największy. Ogrzewają się także pozostałe warstwy lasera, co prowadzi do wzrostu wartości ich współczynnika załamania. Efekt ten przyczynia się do zmiany długości drogi optycznej, jaką pokonuje generowana fala pomiędzy oboma zwierciadłami oraz do przesunięcia widma odbicia zwierciadeł lasera. W przypadku materiałów w pracy wykorzystywanych przesunięcie maksimum widma wzmocnienia wynosi  $d\lambda/dT = 0.5 \text{ nm/K}$  (pomiar wykonany dla studni kwantowych z InAlGaAs w EPFL w *Laboratory of Physics of Nanostructures*). Wyznaczone z obliczeń przesunięcie spektrum odbicia wynosi  $d\lambda/dT = 0.1 \text{ nm/K}$ . Struktura lasera VECSEL posiada wiele modów podłużnych, które pozwalają na dostrojenie emitowanej długości fali w szerokim zakresie. W efekcie dominująca długość fali odpowiada modowi, który znajduje się w pobliżu maksimum odbicia zwierciadeł oraz maksimum wzmocnienia. Rys. 6.12 przedstawia widma odbicia zwierciadeł DBR (a) oraz zwierciadeł w postaci siatki podfalowej (b) wraz z widmami wzmocnienia obszaru czynnego dla dwóch różnych temperatur: 300 K oraz 400 K. Spektrum odbicia zwierciadeł braggowskich posiada szerokie plateau, przyczyniając się w ten sposób do emisji przez laser promieniowania o długości fali blisko dopasowanej do maksimum spektrum wzmocnienia. Powoduje to zauważalne przesuwanie długości emitowanej fali wraz z mocą pompującą - Rys. 6.13 i przyczynia się do dużej wrażliwości urządzenia na zmianę temperatury zewnętrznej [149]. W laserze Typu 2 spektrum odbicia siatki podfalowej praktycznie nie zależy od temperatury wewnątrz obszaru czynnego, gdyż siatka znajduje się po drugiej stronie diamentowego rozpraszacza ciepła. Ponadto odbicie w funkcji długości fali posiada charakter paraboliczny. Przyczynia się to do stabilizacji długości emitowanej fali (Rys. 6.13). Tempo przesuwania się długości emitowanej fali w laserze Typu 2  $d\lambda/dP_{we}$  jest prawie trzystukrotnie mniejsze niż w Typie 1 ( $3.1 \cdot 10^{-3} \text{ nm/W}$  względem  $1.1 \text{ nm/W}$ ). Pokazuje to, że zastosowanie siatki podfalowej zamiast typowego zwierciadła braggowskiego przyczynia się do stabilizacji emitowanej długości fali [86].



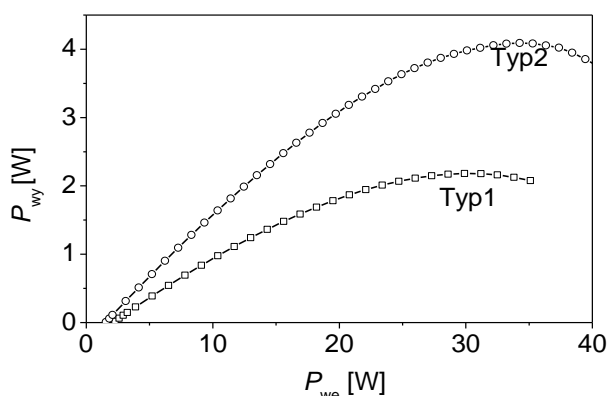
Rys. 6.12. Spektra wzmocnienia (oś prawa) oraz odbicia dolnych zwierciadeł (oś lewa) dla 300 K (linie ciągłe) i 400 K (linie przerywane) dla obu typów lasera OP-VECSEL. W celach obrazowych, by zachować porównywalną wysokość maksimum, spektra wzmocnienia zostały wyznaczone dla dwóch różnych koncentracji ( $2.4 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> dla 300 K i  $3.9 \cdot 10^{18}$  cm<sup>-3</sup> dla 400 K). By skompensować straty optyczne wynikające z wąskiego spektrum odbicia od HCG w Typie 2 wzmocnienie musi posiadać wyższe wartości dla 400 K niż te przedstawione na rysunku



Rys. 6.13. Emitowana długość fali w funkcji mocy wejściowej dla Typu 1 (kwadraty) oraz Typu 2 (okręgi). Na wykresach pokazane są zależności  $d\lambda/dP_{we}$  wyznaczone na podstawie liniowej aproksymacji krzywych. Dodatkowy wykres w dokładniejszej skali ilustruje przesuwanie długości fali wywołane zmianą wartości mocy pompującej dla Typu 2

Rys. 6.14 przedstawia porównanie mocy emitowanych przez oba typy laserów w funkcji mocy wejściowej. W analizie wykorzystano struktury optymalne pod względem efektywności odprowadzenia ciepła opisane w rozdziale 6.3.2 a szczegóły konstrukcji obu struktur zostały podane w Tabelach 6, 7 i 8. Wykres pokazuje znacznie większą maksymalną moc wyjściową lasera Typu 2 – 4.1 W w porównaniu do 2.2 W lasera Typu 1. Można zauważyć, że moc progowa w przypadku struktury Typu 2 jest mniejsza o 0.7 W co jest wynikiem zwiększonej sprawności pochłaniania mocy pompującej dzięki jej odbiciu od

górnej siatki podfalowej oraz zwiększonego odbicia emitowanej przez VECSEL fali od dolnej siatki podfalowej. Ponadto, dzięki mniejszemu wzrostowi temperatury wewnątrz obszaru czynnego, przekładającego się na większe wzmocnienie optyczne w nim występujące, pochodna sprawności mocy jest o 0.065  $[W(in)/W(out)]$  większa w przypadku lasera Typu 2. W efekcie lepszego odprowadzenia ciepła laser Typu 2 można ponadto pobudzać mocami wejściowymi większymi o prawie 5 W. Na uwagę zasługuje także fakt, że w przypadku struktury konwencjonalnej Typu 1 emitowana długość fali silnie zależy od mocy pompującej, to szerokie spektrum odbicia zwierciadeł braggowskich umożliwia pracę w szerokim przedziale temperatur uzyskiwanych wewnątrz struktury. W efekcie uzyskujemy moc wyjściową 2.2 W. Przedstawione udoskonalenia struktury w Typie 2 zapewniają jej lepszą wydajność, w wyniku czego próg akcji laserowej zostaje osiągnięty dla 30% niższej mocy wejściowej, całkowita sprawność lasera zwiększa się o 50%, *roll-over*, czyli zagięcie charakterystyki mocy następuje dla 15% wyższej wartości mocy wejściowej, a co najważniejsze całkowita maksymalna moc wyjściowa zostaje zwiększona aż o 80% względem struktury Typu 1.



Rys. 6.14. Symulowana moc wyjściowa obu typów lasera OP-VECSEL jako funkcja mocy wejściowej

### 6.3.5 Podsumowanie

W rozdziale wykonano uzgodnienie parametrów modelu lasera OP-VECSEL z eksperymentalnymi pomiarami takiego samego lasera wykonanego w EPFL w Szwajcarii. Uzgodnienie modelu pozwoliło zauważyć niedoskonałości rzeczywistej struktury wynikające z prawdopodobnego wystąpienia defektów obszaru czynnego.

Ponadto w rozdziale przedstawiona została nowatorska konstrukcja lasera OP-VECSEL różniąca się od typowej konstrukcji takiego lasera wykorzystaniem:

- dwóch diamentowych rozpraszaczy ciepła w celu redukcji maksymalnej temperatury w laserze oraz zwiększenia emitowanej przez laser mocy,
- podfalowej siatki dyfrakcyjnej w podwójnej roli: dolnego zwierciadła o współczynniku odbicia bliskim 100% dla emitowanej przez OP-VECSEL długości fali oraz warstwy antyodbiciowej o współczynniku odbicia poniżej 10% dla wiązki pompującej w celu umożliwienia łatwej integracji lasera bezpośrednio z pobudzającym osiowo od dołu źródłem pompującym,
- podfalowej siatki dyfrakcyjnej w roli górnej warstwy antyodbiciowej (dla emitowanej przez OP-VECSEL długości fali) oraz w roli zwierciadła odbijającego promieniowanie pobudzające, dzięki czemu zwiększone zostało wykorzystanie mocy pompującej.

Przeprowadzone symulacje wykazały, że zaproponowana konstrukcja lasera OP-VECSEL:

- zapewnia 25% poprawę efektywności odprowadzania ciepła dzięki zastosowaniu drugiego diamentowego rozpraszacza ciepła,
- pozwala uzyskać o 80% większą moc wyjściową w porównaniu do standardowej konstrukcji,
- zapewnia stabilną długość emitowanej fali niezależnie od temperatury urządzenia oraz mocy pompowania,
- zapewnia stałą polaryzację emitowanej wiązki,
- pozwala uzyskać wyższą o 50% sprawność całkowitą względem struktury standardowej takiego lasera.

---

# 7 EP-VECSEL

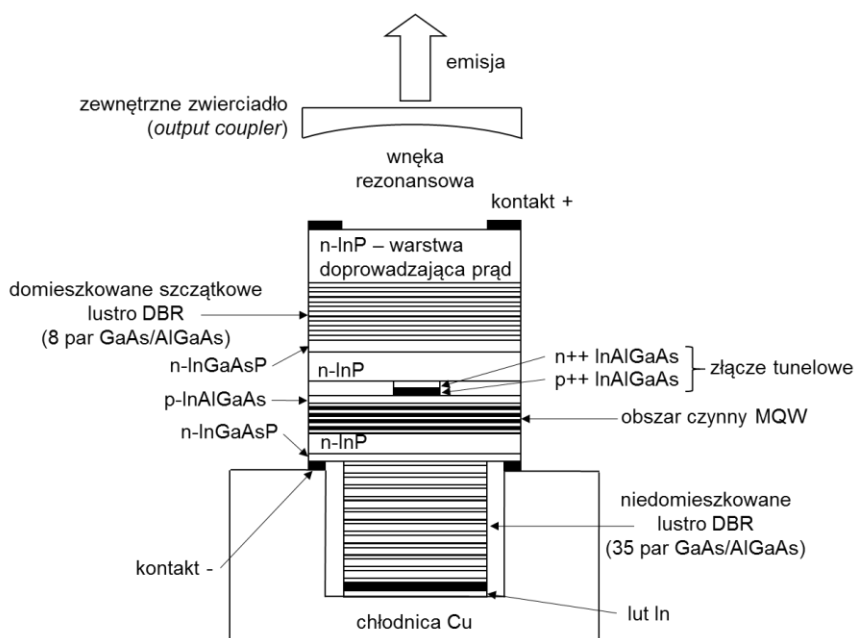
---

W rozdziale tym przedstawione są wyniki analizy struktur laserowych typu EP-VECSEL emitujących promieniowanie o długości fali 1480 nm, które zostały opublikowane w [20] oraz [98]. Lasery, które badano w pracy zostały wykonane w *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* w Lozannie w Szwajcarii gdzie także została przeprowadzona ich analiza eksperymentalna. Wyniki analiz eksperymentalnych zostały w pracy wykorzystane w celu uzgodnienia parametrów modelu numerycznego lasera EP-VECSEL. Wszystkie wyniki numeryczne zawarte w tym rozdziale dotyczące obliczeń za pomocą samouzgodnionego modelu numerycznego zawierającego modele elektryczny, termiczny, optyczny, dyfuzji i wzmocnienia są naszego autorstwa.

## 7.1 OPIS STRUKTURY LASERA EP-VECSEL

Struktura elektrycznie pobudzanego lasera VECSEL, która posłużyła jako struktura wyjściowa, przedstawiona jest na *Rys. 7.1* oraz w tabeli 9 [70], [67]. Struktura została wykonana przez *Laboratory of Physics of Nanostructures* EPFL. Składa się ona ze zredukowanego (8 par GaAs/AlGaAs) górnego zwierciadła braggowskiego (DBR), dolnego zwierciadła DBR (35 par GaAs/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As) oraz warstwy InP doprowadzającej nośniki do obszaru czynnego. Niedomieszkowany obszar czynny MQW składa się z sześciu studni kwantowych wykonanych z poczwórnego związku In<sub>0.68</sub>Al<sub>0.1</sub>Ga<sub>0.22</sub>As otoczonych kompensującymi naprężenie barierami z In<sub>0.47</sub>Al<sub>0.22</sub>Ga<sub>0.31</sub>As. Dla studni kwantowych o takim składzie molowym maksimum fotoluminescencji w temperaturze pokojowej występuje dla 1440 nm. Złącze tunelowe, o aperturze 35 μm, jest wykonane z dwóch warstw In<sub>0.52</sub>Al<sub>0.18</sub>Ga<sub>0.3</sub>As, z których domieszkowanie jednej wynosi  $n^+ = 5e19 \text{ cm}^{-3}$ , a drugiej  $p^+ = 2e18 \text{ cm}^{-3}$ . Warstwy InP są połączone ze zwierciadłami typu DBR przy wykorzystaniu techniki łączenia warstw półprzewodnikowych *wafer fusion* (rozdział 1.9). Rezonans fali elektromagnetycznej jest zapewniony przez zewnętrzne lustro dielektryczne (*output coupler*) o odbijalności około 98%. Mimo, że jest to laser z zewnętrzną wnęką rezonansową, częściowe górne zwierciadło DBR (8 par GaAs/Al<sub>0.9</sub>Ga<sub>0.1</sub>As domieszkowanych typem n) jest konieczne do obniżenia strat optycznych a tym samym do obniżenia prądu progowego. Dodatkowy zabieg prowadzący do obniżenia strat optycznych, który nie był stosowany w laserze typu OP-VECSEL, wynika z niewielkiego wzmocnienia modowego, które można uzyskać w laserze EP-VECSEL. W laserze typu EP-VECSEL możliwe jest umieszczenie tylko jednej grupy studni kwantowych, które znajdują

się w złączu p-n w odróżnieniu do lasera optycznie pompowanego, w którym studnie kwantowe mogą być umieszczone w wielu strzałkach generowanej fali stojącej. Ponadto w elektrycznie pobudzonym laserze większość warstw jest domieszkowana, co także zwiększa straty całkowite lasera w porównaniu do optycznie pompowanych struktur. Kolejnym charakterystycznym elementem struktury elektrycznie pompowanej jest wykorzystanie podłoża InP jako części aktywnego zwierciadła. Wykorzystanie grubej warstwy InP domieszkowanej typem n poprawia rozptył prądu w laserze, ujednolicając ich rozkład w obszarze czynnym. Po przeciwnej stronie obszaru czynnego także znajduje się warstwa InP domieszkowana typem n o grubości odpowiadającej dwóm długościom fali w tym materiale. Dolne zwierciadło typu DBR jest niedomieszkowane w celu zminimalizowania strat optycznych.



Rys. 7.1. Schemat analizowanej struktury lasera EP-VESCEL. Obszar czynny składa się z 6 studni kwantowych, wykonanych ze związku InAlGaAs, otoczonych barierami wykonanymi z tego samego związku, lecz o innym składzie molowym. Apertura, wynikająca ze średnicy złącza tunelowego, wynosi 35  $\mu\text{m}$

Tabela 9. Układ warstw lasera EP-VECSEL wraz ich grubościami

Ilość warstw	Materiał	Grubość [ $\mu\text{m}$ ]	Typ domieszkowania	
	InP	150	n	Kontakt górny
8x	GaAs	0.108	n	DBR górny
	AlGaAs	0.125	n	
	GaAs	0.108	n	
	InGaAsP	0.008	n	
	InP	0.229	n	
	InP	0.222	n	
	InAlGaAs	0.015	n++	Złącze tunelowe
	InAlGaAs	0.015	p++	
	InAlGaAs	0.015	p	
	InAlAs	0.03	p	
	InAlGaAs	0.005	-	
6x	$\text{In}_{0.47}\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$	0.0073	-	Bariera
	$\text{In}_{0.68}\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.22}\text{As}$	0.0065	-	Studnia kwantowa
	$\text{In}_{0.47}\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.31}\text{As}$	0.0073	-	Bariera
	InP	0.527	n	
	InGaAsP	0.012	n+	Kontakt dolny
	InP	0.214	n	
	InGaAsP	0.012	n	
35x	GaAs	0.108	-	DBR dolny
	AlGaAs	0.125	-	
	GaAs	0.108	-	
	Cu			Chłodnica

## 7.2 KALIBRACJA MODELU NUMERYCZNEGO LASERA EP-VECSEL NA PODSTAWIE EKSPERYMENTU

W celu zweryfikowania poprawności modelu numerycznego, służącego w dalszej części pracy do optymalizacji struktur laserów EP-VECSEL, dokonano jego uzgodnienia bazując na pomiarach rzeczywistej struktury lasera przedstawionego na Rys. 7.1. Struktura taka została wykonana w *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)*, w Szwajcarii.

Model numeryczny lasera EP-VECSEL, poza szczegółami wymienionymi we wcześniejszych rozdziałach oraz parametrami materiałowymi wymienionymi w rozdziale 4.8, zawiera również modyfikację, która pozwala w pewien sposób emulować sferyczność zewnętrznego zwierciadła. W tym wypadku uzgodnienie modelu numerycznego polegało jedynie na doborze współczynnika  $\Delta n$  i promienia dysku  $r$  opisanego w rozdziale 4.1 modelu zewnętrznego zwierciadła sferycznego. W przypadku lasera EP-VECSEL maksymalną moc na pojedynczym

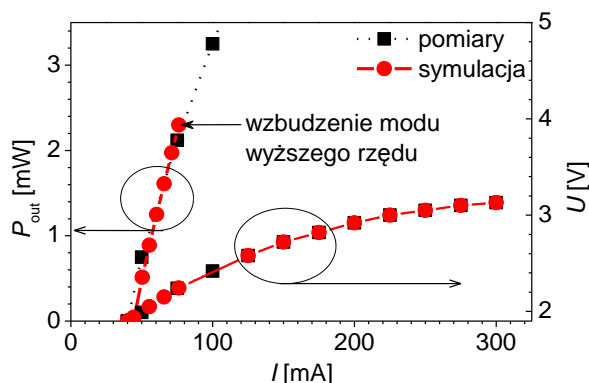


modzie umożliwiało efektywne zwierciadło o następujących parametrach: różnica współczynników załamania światła  $\Delta n = 0.05$  oraz promień dysku  $r = 0.286r_{TJ}$ , gdzie  $r_{TJ}$  to promień złącza tunelowego. Bezwzględne wartości współczynnika załamania zewnętrznego zwierciadła były dobrane na podstawie wzorów Fresnela, aby uzyskać oczekiwaną odbijalność.

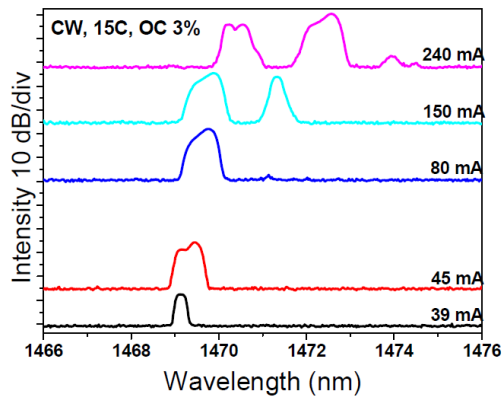
Poza tym wyznaczone we wcześniejszych rozdziałach parametry pozwoliły dokładnie odwzorować wyniki eksperymentalne.

## Wyniki

Wyznaczone charakterystyki mocy i napięcia w zależności od prądu dla wyjściowej struktury (Tabela 9) przedstawione są na Rys. 7.2. Pomiary dotyczą charakterystyki pracy ciągłej (*continuous-wave CW*), które zostały wyznaczone od progu akcji laserowej do uzyskania maksymalnej mocy emitowanej, ograniczonej przez efekt przegrzania struktury tzw. *roll-over*. W wyniku dobrania wymienionych wcześniej parametrów model numeryczny bardzo dokładnie odwzorowuje eksperymentalną charakterystykę w przedziale emisji modu podstawowego. Ze względu na potencjalne użycie analizowanych laserów w zastosowaniach wymagających źródeł promieniowania o wysokiej jakości wiązki (detekcja gazów, telekomunikacja), w pracy skupiano się głównie na analizie działania tychże laserów w reżimie jednomodowym. Obliczenia numeryczne pozwoliły wyznaczyć maksymalną moc modu podstawowego wynoszącą ok. 2.5 mW w przypadku struktury odniesienia przedstawionej na Rys. 7.1, która została osiągnięta dla prądu 80 mA, co jest zgodne z charakterystyką eksperymentalną (Rys. 7.3; [70]).



Rys. 7.2. Obliczona (linia ciągła) oraz wyznaczona eksperymentalnie (linia przerywana) charakterystyka mocy, prądu i napięcia lasera E-VECSEL (w 15°C) z zewnętrznym zwierciadłem o transmisji 3%. Charakterystyka eksperymentalna pochodzi z [70], [67]



Rys. 7.3. Spektrum emitowane w reżimie fali ciągłej (CW) przez opisywany laser EP-VECSEL z zewnętrznym zwierciadłem o transmisji 3% dla 15°C [70]

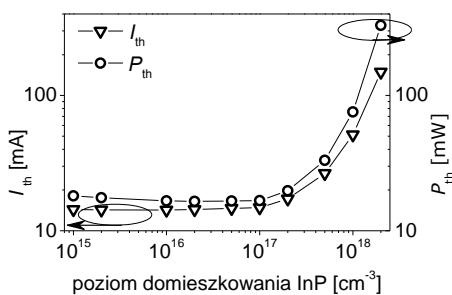
## 7.3 OPTIMALIZACJA KONSTRUKCJI LASERA EP-VECSEL

W pracy analizowano wpływ trzech parametrów na emitowaną moc lasera EP-VECSEL: poziomu domieszkowania warstwy doprowadzającej prąd, geometrii złącza tunelowego oraz parametrów diamentowego rozpraszacza ciepła. Strukturą wyjściową do prowadzonych przez mnie analiz zjawisk fizycznych występujących w tym typie urządzeń jest laser opisany w rozdziale 7.1 i przedstawiony na Rys. 7.1 oraz w tabeli 9. Prowadzone prace miały na celu zwiększenie sprawności elektrycznie pobudzanego lasera VECSEL oraz zwiększenie emitowanej przez niego mocy w reżimie emisji jednomodowej.

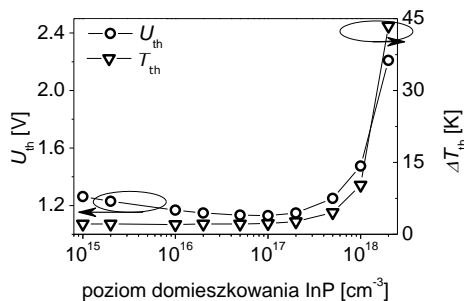
### 7.3.1 Optymalizacja poziomu domieszkowania warstwy InP

Górna warstwa InP w omawianym laserze (Rys. 7.1) odpowiada za efektywne wstrzykiwanie prądu do obszaru czynnego zbudowanego z wielu studni kwantowych. Niezwykle istotną kwestią jest odpowiedni dobór jej domieszkowania. Z jednej strony wyższe domieszkowanie zapewnia niski opór umożliwiający wstrzykiwanie znacznych prądów, jednakże z drugiej strony powoduje absorpcję promieniowania, która istotnie zwiększa prąd progowy [20]. Warstwa InP o grubości 150  $\mu\text{m}$  znajduje się wewnątrz wnęki rezonansowej gdzie pole optyczne posiada dużą amplitudę i w ten sposób silnie z nią oddziałuje. Rys. 7.4 i Rys. 7.5 pokazują zależność parametrów progowych od poziomu domieszkowania warstwy InP. Wynika z nich, że dla koncentracji domieszki poniżej  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  prąd i napięcie progowe, a tym samym moc progowa niemal się nie zmieniają. Z kolei domieszkowanie na poziomie  $n > 2.5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  powoduje, iż analizowane struktury nie uzyskują progu akcji laserowej. Dokładniejsza

analiza przebiegu funkcji mocy progowej pozwala zauważyć, że funkcja ta osiąga minimum dla domieszkowania na poziomie  $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Minimum prądu progowego zaś występuje dla warstwy domieszkowanej jeszcze słabiej, co wynika z mniejszej absorpcji promieniowania w tej warstwie. Jednakże w przypadku niskiego poziomu domieszkowania znaczącą rolę odgrywa zmniejszona przewodność, co wymaga zasilania większym napięciem. W efekcie prowadzi to do wzrostu wydzielanej mocy cieplnej i wzrostu temperatury w strukturze.



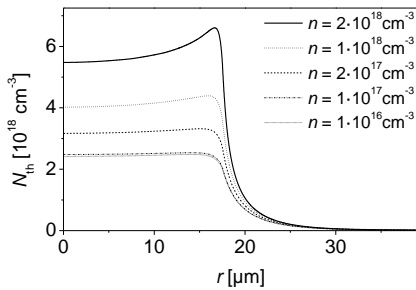
Rys. 7.4. Prąd i dostarczana elektryczna moc progowa dla struktur z warstwą InP o różnym poziomie domieszkowania



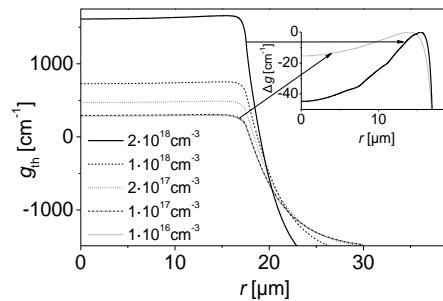
Rys. 7.5. Napięcie progowe i maksymalny przyrost temperatury w obszarze czynnym w progu akcji laserowej dla struktur z warstwą InP o różnym poziomie domieszkowania. Temperatura otoczenia wynosi 293.15 K

Ponadto zauważyć można, że niższy poziom domieszkowania, podobnie jak niższa przewodność zastępcza złącza tunelowego, przyczynia się do bardziej równomiernego wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego. Rys. 7.6, przedstawiający radialny rozkład koncentracji nośników w studniach kwantowych, pozwala przyrzeć się dokładniej temu zjawisku. Efekt nierównomiernego wstrzykiwania nośników (*current crowding effect*) jest efektem niekorzystnym z punktu widzenia efektywności działania lasera, przyczynia się do nierównomiernego profilu wzmocnienia optycznego, co jest czynnikiem istotnie ograniczającym maksymalną moc emisji w reżimie jednomodowym. Na przeskalowanym rysunku profili wzmocnienia w prawym górnym rogu (Rys. 7.7) widać, że nierównomierność profilu dla wyższego domieszkowania warstwy InP jest większa.

Podsumowując optymalnym poziomem domieszkowania warstwy InP odpowiedzialnej za równomierne doprowadzenie prądu do obszaru czynnego jest  $n = 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Niższe poziomy domieszkowania przyczyniają się do wyraźnie zwiększonego grzania się przyrządu, wyższe natomiast wpływają negatywnie na pracę lasera zwiększając jego straty wynikające ze zwiększonej absorpcji pola optycznego na swobodnych nośnikach.



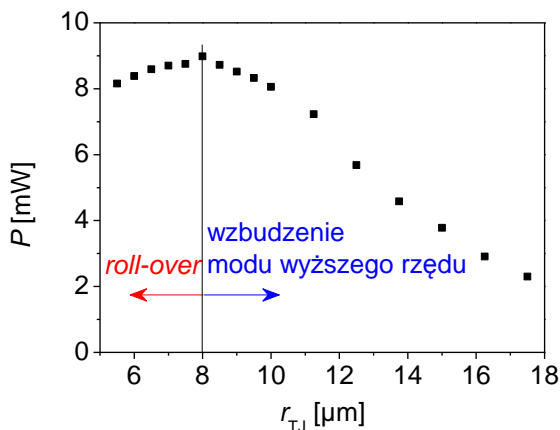
Rys. 7.6. Radialny rozkład progowej koncentracji nośników  $N_{th}$  w obszarze czynnym dla struktur z warstwą InP o różnym poziomie domieszkowania  $n$



Rys. 7.7. Profile wzmocnienia progowego  $g_{th}$  w obszarze czynnym dla struktur z podłożem InP o różnym poziomie domieszkowania. Dodatkowo zaprezentowany jest przeskalowany profil wzmocnienia dla InP z  $n = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  i  $n = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  ( $\Delta g = g - g_{max}$ , a  $g_{max}$  jest to maksymalne wzmocnienie progowe dla danej struktury)

### 7.3.2 Optymalizacja geometrii złącza tunelowego

Przeprowadzono obliczenia maksymalnej mocy optycznej dla pracy w reżimie jednomodowym dla struktur lasera EP-VECSEL (Tabela 9) przy zmiennej średnicy złącza tunelowego  $r_{TJ}$  (Rys. 7.1). Otrzymaną zależność emitowanej mocy w reżimie jednomodowym w funkcji promienia złącza tunelowego przedstawia Rys. 7.8. Wynika z niego, że największą emitowaną moc, wynoszącą 8.98 mW, osiąga laser z aperturą równą 16  $\mu\text{m}$ . Ograniczeniem mocy dla laserów z mniejszymi średnicami złącza tunelowego jest zjawisko zakrzywienia charakterystyki mocy (*roll-over*), spowodowany przegrzewaniem się urządzenia, natomiast dla większych apertur emisja modu podstawowego jest ograniczana wzbudzeniem się modu wyższego rzędu. Mniejsza apertura faworyzuje emisję modu podstawowego, gdyż zapewnia wąski profil wzmocnienia i temperatury (Rys. 7.9) oraz dużą wartość koncentracji nośników. Niestety przyczynia się to do znacznego wzrostu temperatury w urządzeniu i wzrostu efektu soczewkowania termicznego wywołanego lokalnym wzrostem współczynnika załamania światła. Wzrost temperatury powoduje rozstrojenie częstotliwości rezonansowej wnęki lasera względem spektralnego maksimum wzmocnienia, co skutkuje spadkiem sprawności lasera. Szersza apertura zapewnia natomiast większy obszar, w którym występuje dodatnie wzmocnienie optyczne umożliwiając emisję większych mocy, jednakże w tym wypadku efekt bocznego wstrzykiwania nośników staje się na tyle silny, że powoduje wzbudzenie się modów wyższych rzędów.

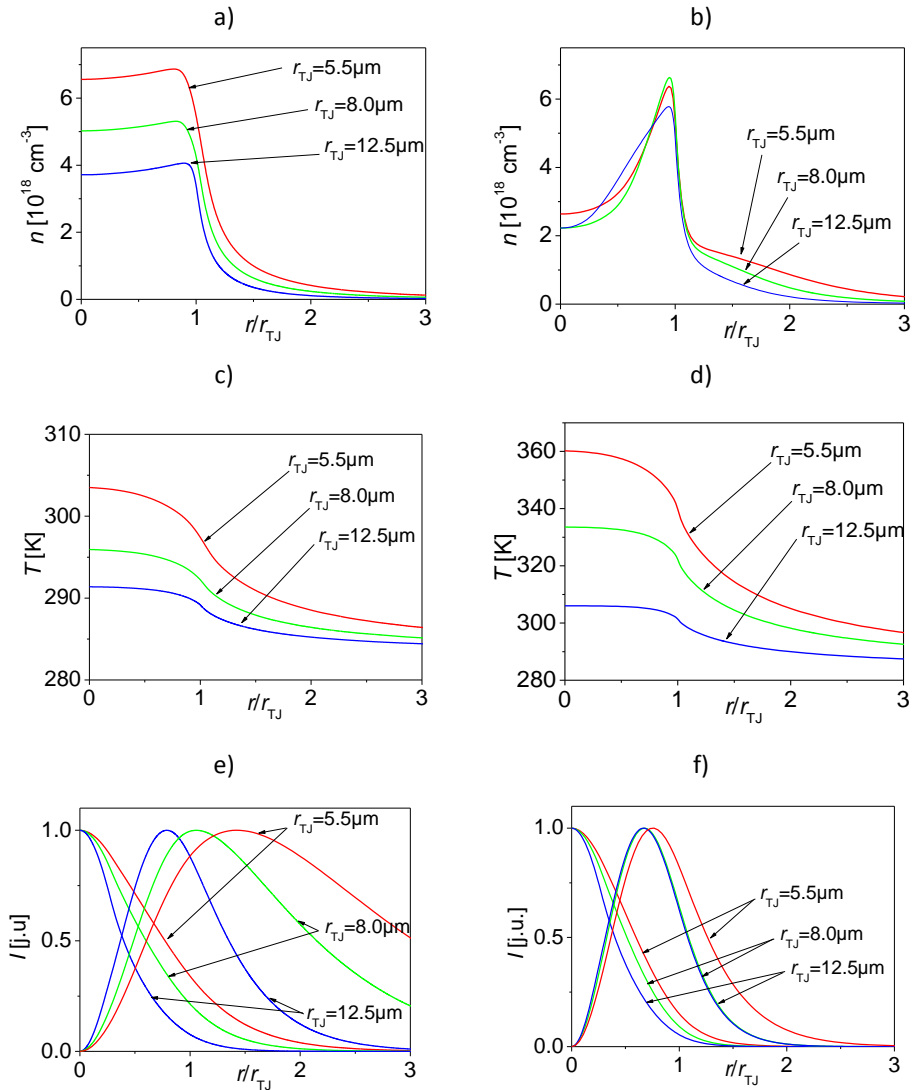


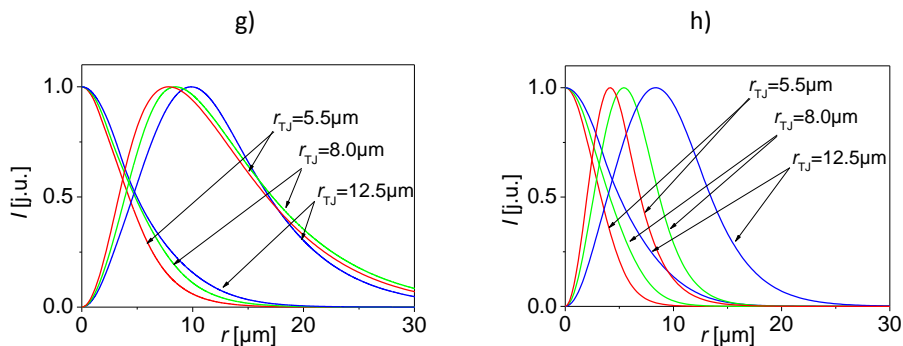
Rys. 7.8. Maksymalna emitowana moc w reżimie jednomodowym w funkcji promienia złącza tunelowego ( $r_{TJ}$ ). Nieznaczące zafalowania charakterystyki wynikają z przełączania się modów podłużnych istniejących na skutek obecności zewnętrznej wnęki rezonansowej

Rys. 7.9 przedstawia wykresy koncentracji nośników, temperatury oraz profile natężenia pola optycznego w obszarze czynnym lasera EP-VECSEL dla trzech różnych promieni złącza tunelowego  $r_{TJ}$ . Profil koncentracji nośników w progu akcji laserowej (Rys. 7.9a) zależy od dwóch czynników: wstrzykiwanego do obszaru czynnego prądu oraz dyfuzji nośników. Pierwszy powoduje powstawanie maksimum w pobliżu zewnętrznej krawędzi złącza tunelowego, drugi natomiast wygładza ten profil. W przypadku pracy nadprogowej lasera z dużymi mocami emisji pojawia się efekt przestrzennego wypalania dziur znacznie zwiększający nierównomierność koncentracji nośników: minimum koncentracji nośników w osi symetrii lasera zostaje pogłębione i jednocześnie zwiększona zostaje koncentracja nośników na krawędziach apertury – Rys. 7.9b.

W pracy nadprogowej lasera rekombinacja niepromienista jest dominującym źródłem ciepła występującym w obszarze czynnym. Ponadto w przypadku dużych pobudzeń występuje także grzanie wynikające z efektu Peltiera polegającego na rozpraszaniu energii kinetycznej elektronów w obszarze czynnym. Rozmieszczenie źródeł ciepła jest więc w laserze w dużej mierze zależne od profilu wstrzykiwanych do obszaru czynnego nośników. W obszarze tym występuje więc maksymalna temperatura (Rys. 7.9c i d), której profil wywołuje efekt ogniskowania termicznego i oddziałuje w ten sposób na rozkład modów w strukturze (Rys. 7.9e-h). Profile modu podstawowego są kontrolowane poprzez odpowiedni dobór położenia zewnętrznego zwierciadła ogniskującego promieniowanie. Właściwe zogniskowanie wiązki na powierzchni zwierciadła aktywnego umożliwia osiągnięcie maksymalnej mocy w reżimie jednomodowym. Rozkład modów w przypadku progu akcji laserowej jest zbliżony we wszystkich

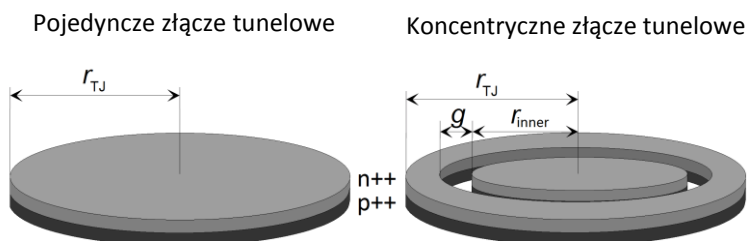
strukturach dla współrzędnych bezwzględnych  $r$  (Rys. 7.9g). Inaczej natomiast prezentują się rozkłady modów w przypadku osiągnięcia przez każdą z analizowanych struktur swojej maksymalnej emitowanej mocy. Są one wtedy do siebie podobne dla współrzędnych znormalizowanych  $r/r_{TJ}$  (Rys. 7.9f). Dowodzi to, że ogniskowanie modów wynika nie tylko z doboru parametrów zewnętrznego zwierciadła, ale także z efektu ogniskowania termicznego. Oba efekty przyczyniają się do osiągnięcia przez mod podstawowy optymalnego kształtu zapewniającego najefektywniejsze oddziaływanie pola optycznego z nośnikami, umożliwiając osiągnięcie maksymalnej mocy w reżimie modu podstawowego.





Rys. 7.9. Profil koncentracji nośników  $n$  w obszarze czynnym (a,b), profil temperatury w obszarze czynnym (c,d), profil modu podstawowego i wyższego rzędu (e,f) w funkcji znormalizowanego promienia  $r/r_{TJ}$  oraz profil modu podstawowego i wyższego rzędu jako funkcja promienia  $r$ . Wykresy z lewej kolumny odpowiadają przypadkowi progu akcji laserowej, natomiast te z prawej kolumny – mocy maksymalnej. Krzywe odpowiadają promieniowi złącza tunelowego  $r_{TJ}$  wynoszącemu: 5.5  $\mu\text{m}$  (krzywa czerwona), 8.0  $\mu\text{m}$  (krzywa zielona) oraz 12.5  $\mu\text{m}$  (krzywa niebieska)

Analizowana powyżej konstrukcja z optymalną średnicą pojedynczego złącza tunelowego stała się punktem wyjściowym do dalszej analizy ukierunkowanej na uzyskanie maksymalnej sprawności w reżimie pracy z pojedynczym modem poprzecznym. Przyczyną ograniczenia mocy w przypadku emisji na pojedynczym modzie poprzecznym w laserze o dużej średnicy apertury jest zjawisko bocznego wstrzykiwania nośników. W celu zminimalizowania wpływu tego zjawiska zaproponowany został nowy kształt złącza w formie dysku i otaczającego go koncentrycznego pierścienia (Rys. 7.10). Taki kształt apertury elektrycznej powinien umożliwić uzyskanie zbliżonego rozkładu nośników do rozkładu Gaussa, który jest uzyskiwany w strukturach optycznie pompowanych. Złącze tunelowe o takim kształcie można otrzymać np. w procesie fotolitografii.

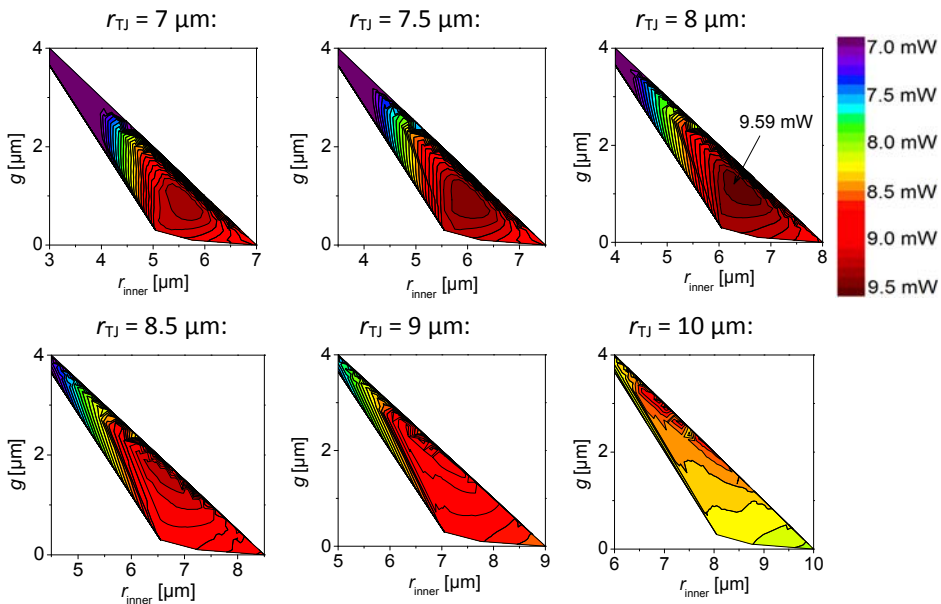


Rys. 7.10. Schematyczny szkic przedstawiający kształt pierścieniowego złącza tunelowego. Złącze składa się z wewnętrznego dysku o promieniu  $r_{\text{inner}}$  oraz oddalonego o  $g$  pierścienia o zewnętrznej średnicy  $r_{TJ}$

W celu znalezienia optymalnej geometrii takiego koncentrycznego złącza tunelowego wyznaczona została maksymalna moc wyjściowa lasera w reżimie pracy z pojedynczym modem poprzecznym dla struktur z różnym promieniem wewnętrznym  $r_{\text{inner}}$  oraz przerwą pomiędzy dyskiem a pierścieniem zewnętrznym  $g$  dla sześciu różnych średnic zewnętrznych  $r_{\text{TJ}}$ .

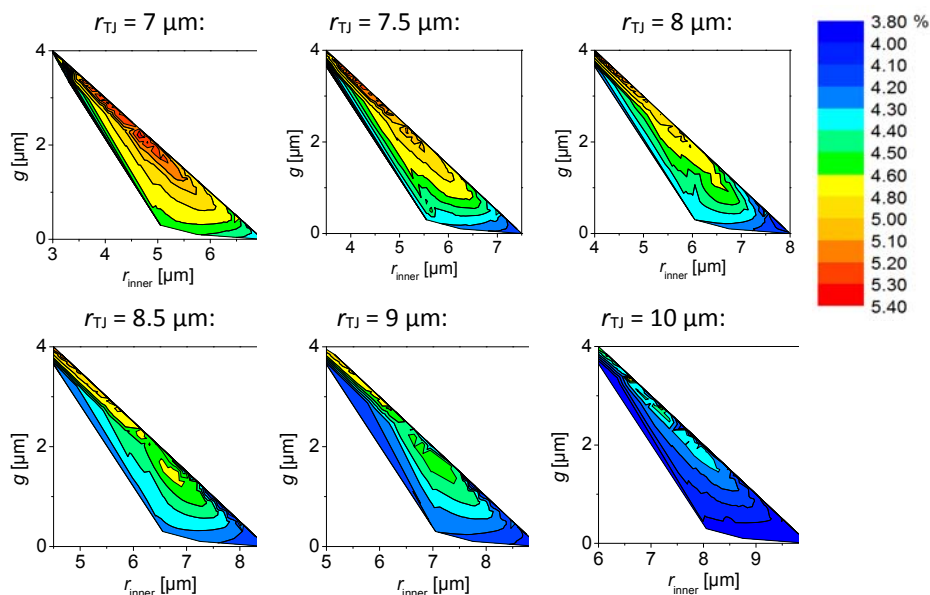
Rys. 7.11 przedstawia mapy policzonych mocy dla tych różnych parametrów. Największą maksymalną moc w reżimie jednomodowym (9.59 mW) zapewnia koncentryczne złącze o wymiarach:  $r_{\text{inner}} = 6.45 \mu\text{m}$ ,  $g = 1.1 \mu\text{m}$  oraz  $r_{\text{TJ}} = 8 \mu\text{m}$ .

Rys. 7.12 pokazuje z kolei mapy całkowitej sprawności lasera w reżimie modu podstawowego w funkcji promienia wewnętrznego dysku  $r_{\text{inner}}$  oraz przerwy pomiędzy dyskiem a pierścieniem zewnętrznym  $g$  dla sześciu różnych średnic zewnętrznych złącza tunelowego  $r_{\text{TJ}}$ . Jak można było przypuszczać urządzenia z mniejszym  $r_{\text{TJ}}$  charakteryzują się większą sprawnością. Jednakże porównując struktury z takim samym promieniem zewnętrznym złącza tunelowego  $r_{\text{TJ}}$  zauważyć można, że umiejscowienie przerwy  $g$  pomiędzy dyskiem a pierścieniem wpływa znacząco na sprawność lasera. Dla optymalnej, pod kątem osiągniętej mocy, struktury z pojedynczym złączem o  $r_{\text{TJ}}$  wynoszącym  $8 \mu\text{m}$  sprawność całkowita wynosi 4%, podczas gdy dla struktury ze złączem tunelowym w formie dysku i pierścienia, dla której osiągnięta została maksymalna moc, jest to 4.6%. Oznacza to wzrost całkowitej sprawności lasera o 15%.



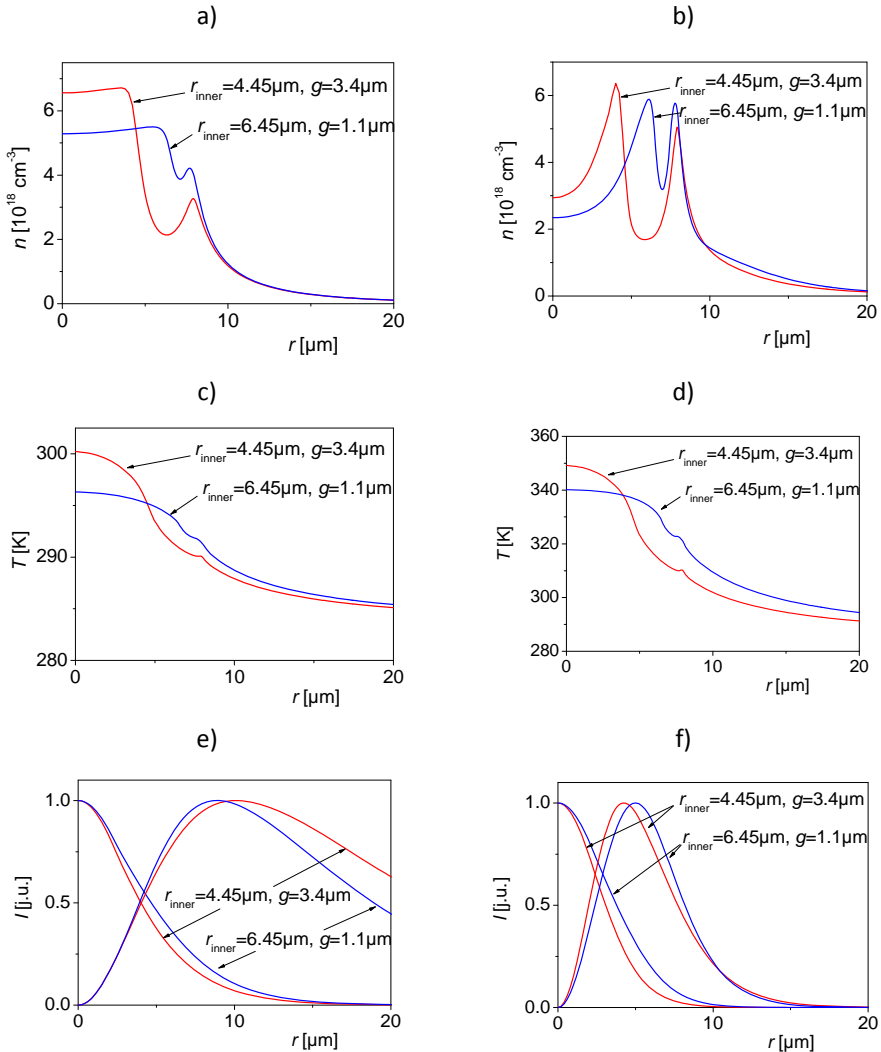
Rys. 7.11. Mapy maksymalnej emitowanej mocy w reżimie jednomodowym dla różnych geometrii pierścieniowego złącza tunelowego



Rys. 7.12. Mapy sprawności *wall-plug*

Rys. 7.13 przedstawia profil koncentracji nośników, temperatury i modu podstawowego w obszarze czynnym lasera z pierścieniowym złączem tunelowym dla struktury optymalnej ( $r_{\text{inner}} = 6.45 \mu\text{m}$  i  $g = 1.1 \mu\text{m}$ ) i dla dowolnie wybranej ( $r_{\text{inner}} = 4.45 \mu\text{m}$  and  $g = 3.4 \mu\text{m}$ ), przy czym całkowity promień złącza (zewnętrznego pierścienia) jest taki sam w obu przypadkach i wynosi  $r_{\text{TJ}} = 8 \mu\text{m}$ . Wytrawienie pierścienia w złączu tunelowym umożliwia uzyskanie profilu koncentracji nośników zbliżonego do rozkładu Gaussa (Rys. 7.13a) i w konsekwencji pozwala dyskryminować poprzeczne mody wyższych rzędów. Jednakże dla dużych emitowanych mocy zjawisko przestrzennego wypalania dziur znacząco zmniejsza ilość nośników w osi symetrii lasera (Rys. 7.13b) i profil koncentracji nośników przyjmuje kształt pozwalający na wzbudzenie się modów wyższego rzędu. Efekt ten jest jednak odmienny od występującego w przypadku pojedynczego złącza tunelowego, gdyż w profilu koncentracji nośników (patrzac począwszy od osi symetrii) nie występuje jedno maksimum (Rys. 7.13b), ale dwa (Rys. 7.13b), co pozwala uzyskiwać nieco większe wzmocnienie modowe przez mod  $\text{LP}_{01}$ . Obecność wytrawionego pierścienia w złączu tunelowym praktycznie nie wpływa na rozkład temperatury w urządzeniu (Rys. 7.13c,d) – zauważyć można jedynie nieznaczne zafalowanie rozkładu temperatury na skutek zmniejszonej koncentracji nośników w miejscu wytrawionego pierścienia. Pomimo, że obie rozważane na wykresach struktury mają tę samą zewnętrzną średnicę pierścienia złącza tunelowego, to większy przyrost temperatury występuje w przypadku struktury o rozmiarach złącza:  $r_{\text{inner}} = 4.45 \mu\text{m}$ ,  $g = 3.4 \mu\text{m}$ . Fakt ten powoduje silniejsze ograniczanie przestrzenne rozważanych

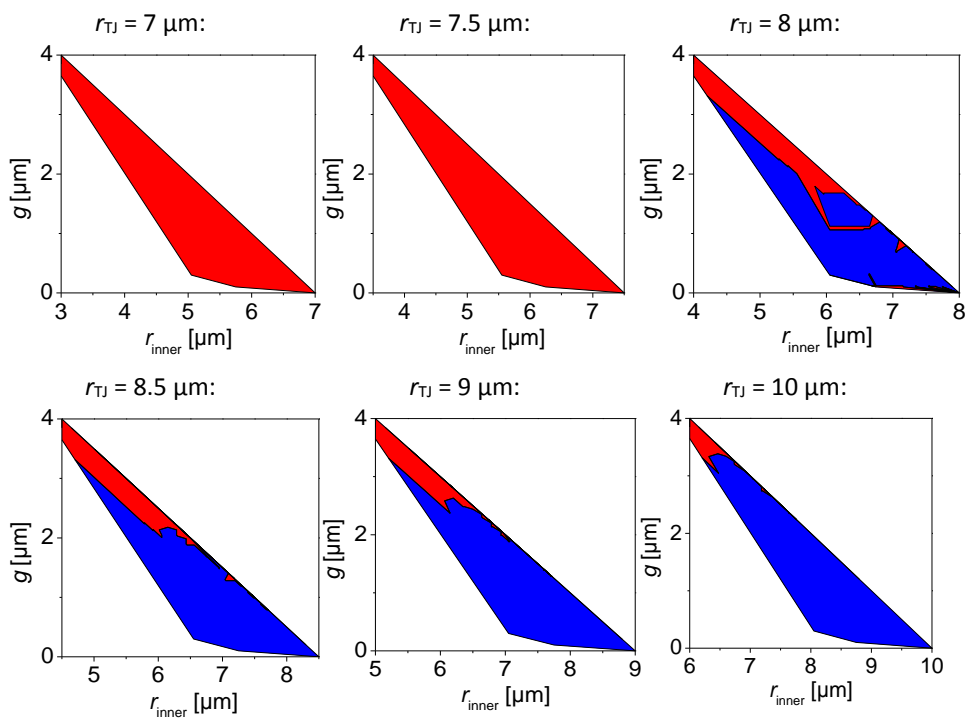
modów (Rys. 7.13e,f). Wyższa temperatura oraz silniejsze ograniczenie modu wyższego rzędu przyczyniają się do redukcji maksymalnej mocy emitowanej w reżimie jednomodowym.



Rys. 7.13. Koncentracja nośników (a,b), profil temperatury (c,d) oraz modu podstawowego i wyższego rzędu (e,f) w przypadku progu akcji laserowej (lewa kolumna) oraz w przypadku mocy maksymalnej w reżimie jednomodowym (prawa kolumna) dla dwóch różnych geometrii złącza tunelowego

Rys. 7.14 pozwala zrozumieć przyczyny ograniczenia mocy w reżimie jednomodowym dla struktur laserów EP-VECSEL w zależności od geometrii koncentrycznego złącza tunelowego. Widać, że dla większych apertur przyczyną

ograniczenia mocy w reżimie jednomodowym jest wzbudzenie się modów wyższych rzędów (kolor niebieski). Spowodowane to jest w tym przypadku zwiększonym bocznym wstrzykiwaniem nośników oraz silnym ograniczaniem przestrzennym tych modów. Powoduje to, że mody wyższego rzędu posiadają relatywnie duże wzmocnienie i dzięki temu wzbudzają się przy dość niskich prądach. Zmniejszenie średnicy złącza tunelowego powoduje wzrost całkowitej rezystancji elektrycznej struktury i tym samym powoduje generację znacznie wyższej temperatury w obszarze czynnym lasera. W takim wypadku moc maksymalna urządzenia zaczyna być ograniczana poprzez zjawisko przegrzania się struktury (*roll-over*; kolor czerwony na Rys. 7.14).



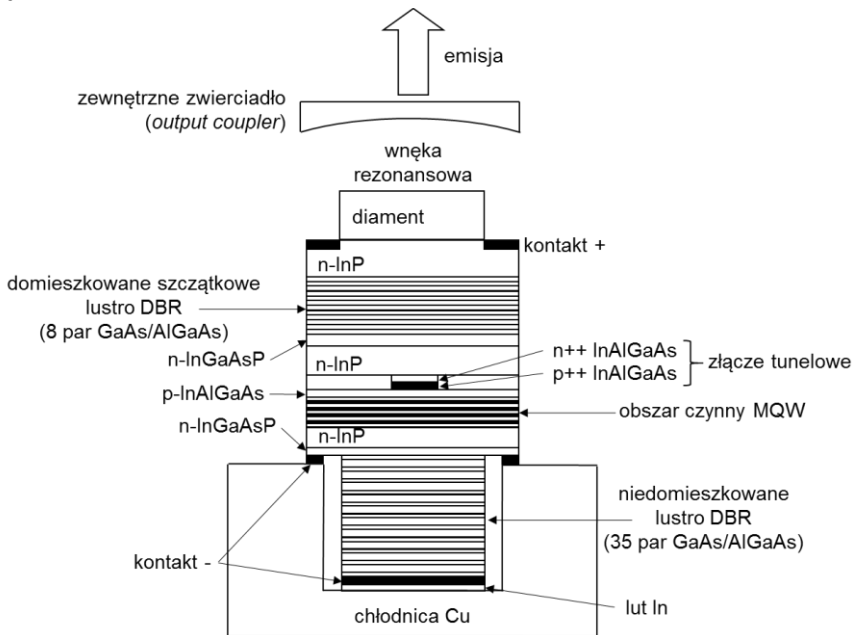
Rys. 7.14. Mapy przedstawiające przyczynę ograniczenia mocy w reżimie modu podstawowego: *roll-over* (czerwony), wzbudzenie się modu wyższego rzędu (niebieski)

### 7.3.3 Optymalizacja geometrii diamentowego rozpraszacza ciepła

W tej części pracy analizowano wpływ diamentowego rozpraszacza ciepła (*heat spreader*) na redukcję temperatury w obszarze czynnym lasera EP-VECSEL, a co za tym idzie, wzrost emitowanej mocy. Zgodnie z przeprowadzonymi obliczeniami warstwa diamentowa umieszczona bezpośrednio na strukturze (Rys. 7.15) przyczynia się do znacznej redukcji temperatury w obszarze czynnym

lasera VECSEL, rozprowadzając ciepło w kierunku radialnym i dalszy jego transport szerokim strumieniem do chłodnicy [86].

Jak pokazały symulacje lasera EP-VECSEL dla górnej warstwy InP o grubości 150  $\mu\text{m}$ , czyli takiej jak w strukturze odniesienia, wpływ diamentowego rozpraszacza ciepła był niezauważalny. Wynika to z dużej odległości pomiędzy źródłem ciepła umiejscowionym w obszarze czynnym a diamentem, przez co ciepło nie dożywa do diamentu, gdzie mogłoby zostać rozproszone, jak zostało to opisane w rozdziale 3.4. Zanim dokonano optymalizacji struktury pod kątem uzyskania maksymalnej mocy w pierwszej kolejności wyznaczono optymalną grubość warstwy InP, która umożliwiłaby efektywne odprowadzenie ciepła.



Rys. 7.15. Schemat analizowanej struktury lasera EP-VECSEL. Obszar czynny składa się z 6 studni kwantowych, wykonanych ze związku InAlGaAs, otoczonych barierami wykonanymi z tego samego związku, lecz o innym składzie molowym. Apertura, wynikająca ze średnicy złącza tunelowego, wynosi 35  $\mu\text{m}$ , a średnica warstwy diamentowej 200  $\mu\text{m}$

### Optymalizacja grubości górnej warstwy InP

Grubość warstwy InP musi być dobrana w taki sposób, by godziła dwa przeciwstawne mechanizmy. Z jednej strony warstwa InP powinna być wystarczająco gruba, aby zapewnić efektywne wstrzykiwanie prądu do obszaru czynnego, a z drugiej na tyle cienka, aby ciepło mogło przedostać się do warstwy diamentu. Warstwy pomiędzy obszarem czynnym, a zwierciadłem zewnętrznym

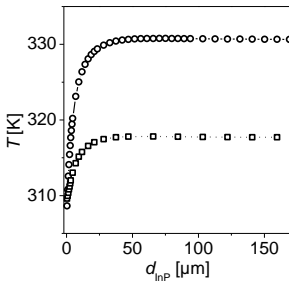
(diament i InP), tworzą układ połączonych etalonów. W przypadku cienkiej warstwy InP (kilka mikrometrów) jej grubość powinna być dopasowana do długości emitowanej fali. Stąd też jej grubość powinna być wielokrotnością połowy długości fali, aby nie zaburzać rezonansu wewnątrz wnęki.

Rys. 7.16 przedstawia wykres zależności temperatury maksymalnej w obszarze czynnym omawianego lasera w zależności od grubości warstwy InP dla stałej wartości prądu (kwadraty) i napięcia (okręgi). Widać, że dla cienkich warstw InP odprowadzanie ciepła do diamentowego rozpraszacza ciepła jest najefektywniejsze i już dla około 30  $\mu\text{m}$  grubości InP przepływ ciepła do diamentu jest utrudniony i temperatura praktycznie przestaje się zmieniać. Różnica w przyroście temperatury dla stałej wartości napięcia i dla stałej wartości prądu wynika z tego, że wraz ze wzrostem grubości warstwy InP zmniejszeniu ulega rezystancja elektryczna urządzenia. Powoduje to łatwiejszy przepływ prądu dla stałych napięć, co w konsekwencji wywołuje wzrost wydzielanej mocy elektrycznej.

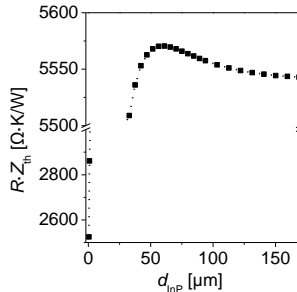
Rys. 7.17 przedstawia wykres iloczynu rezystancji elektrycznej lasera i jego impedancji termicznej w zależności od grubości warstwy InP. W przypadku niewielkich wartości tego iloczynu struktura charakteryzuje się dobrym odprowadzaniem ciepła jak i niskim oporem elektrycznym. Na wskazanym wykresie widać, że redukcja grubości warstwy InP zapewnia spadek wartości iloczynu, w przypadku gdy warstwa InP jest cieńsza niż 50  $\mu\text{m}$ . Jednocześnie dla warstwy InP o grubości około 50  $\mu\text{m}$  iloczyn uzyskuje maksimum, by wraz ze wzrostem grubości InP nieznacznie maleć. W przypadku grubości powyżej 50  $\mu\text{m}$  ciepło przestaje zauważalnie przenikać przez warstwę InP do diamentu, zatem nie następuje już spadek efektywności odprowadzenia ciepła z obszaru czynnego. Rezystancja elektryczna struktury natomiast ciągle jeszcze spada. To powoduje widoczny, niewielki spadek wartości iloczynu dla InP o grubości powyżej 50  $\mu\text{m}$ .

Rys. 7.18 przedstawia radialne profile gęstości prądu wstrzykiwanego do obszaru czynnego w przypadku stałej wartości prądu całkowitego płynącego przez laser. Warstwa InP o minimalnej analizowanej grubości nie zwiększa w sposób znaczący efektu bocznego wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego (widać na powiększeniu umieszczonym w lewym górnym rogu na wykresie). Jednakże w związku z faktem, iż skrajnie cienkie warstwy InP przyczyniają się do zauważalnego powstawania niejednorodnego rozkładu nośników w obszarze czynnym, do dalszej analizy wybrano warstwę InP o grubości odpowiadającej dwóm długościom fali (938.8 nm). Warstwa o takiej grubości zapewnia z jednej strony znaczącą redukcję temperatury w obszarze czynnym (Rys. 7.16) poprzez bardzo sprawny mechanizm transportu ciepła do diamentowego rozpraszacza ciepła, który rekompensuje z nawiązką wzrost rezystancji elektrycznej (Rys. 7.17), a z drugiej nie powoduje zauważalnego

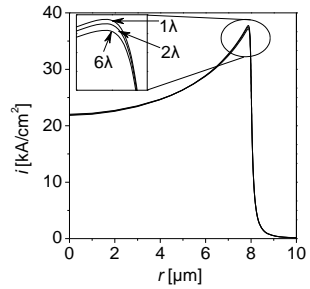
wzrostu efektu bocznego wstrzykiwania nośników do obszaru czynnego (Rys. 7.18).



Rys. 7.16. Maksymalna temperatura w obszarze stacji elektrycznej lasera w funkcji grubości warstwy InP dla stałego prądu i jego impedancji termicznej dla stałego napięcia  $U = 2.8$  V (okręgi) w zależności od InP



Rys. 7.17. Iloczyn rezystancyjny w funkcji grubości warstwy InP dla stałego prądu i jego impedancji termicznej dla stałego napięcia  $U = 2.8$  V (okręgi) w zależności od InP

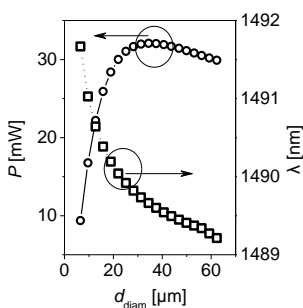


Rys. 7.18. Radialne profile gęstości wstrzykiwanego prądu do obszaru czynnego dla stałej wartości prądu całkowitego płynącego przez laser

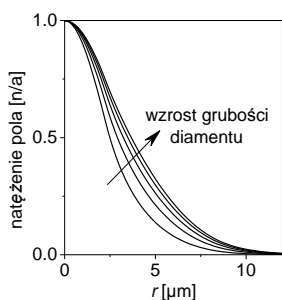
### Moc maksymalna w reżimie modu podstawowego

W dalszej analizie wykorzystując opisany w rozdziale 4 model lasera EP-VECSEL wyznaczono maksymalne emitowane moce w reżimie pracy na podstawowym modzie dla struktur z diamentem o różnych grubościach. Podobnie jak w przypadku doboru optymalnej grubości warstwy InP w poprzednim rozdziale, także i tutaj diament tworzy etalon i aby nie zaburzać rezonansu powinien posiadać grubość będącą wielokrotnością połowy długości emitowanej fali. Rys. 7.19 pokazuje zależność maksymalnej emitowanej mocy w funkcji grubości diamentu. Największą wartość emitowanej mocy została uzyskana dla struktury z diamentem o grubości  $34.41 \mu\text{m}$  ( $55+1/2 \lambda$ ) i wyniosła 32 mW. Rys. 7.19 przedstawia ponadto długości dominującej fali emitowanej przez laser w przypadku emisji maksymalnej mocy w zależności od grubości diamentu. Mimo wzrostu emitowanej mocy lasera, długość emitowanej fali maleje. Wynika to z faktu, iż wraz ze wzrostem grubości diamentu temperatura w laserze maleje, co przyczynia się do zmniejszenia długości emitowanej fali. Efektem wtórnym jest poszerzenie profilu modu na skutek słabszego ogniskowania termicznego (Rys. 7.20). Przez to mod wnika silniej w obszary bardziej odległe od osi lasera, charakteryzujące się niższą temperaturą. To wyjaśnia fakt nieliniowej zależności pomiędzy emitowaną maksymalną mocą (Rys. 7.19) a maksymalną temperaturą w przyrządzie w przypadku emisji maksymalnej mocy w reżimie jednomodowym (Rys. 7.21). Mod ulegając poszerzeniu może transportować większą ilość energii przyczyniając się do

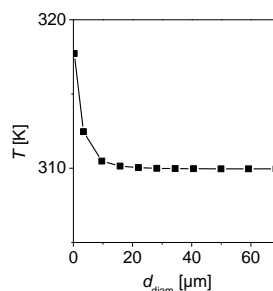
wzrostu emitowanej mocy. Podobne zjawisko było obserwowane i opisane w rozdziale 5.3.5. Rys. 7.21 przedstawia maksymalne temperatury w obszarze czynnym omawianego lasera w funkcji grubości diamentowego rozpraszacza ciepła. Można zauważyć, że dla stosunkowo cienkiej warstwy diamentowej (20-30  $\mu\text{m}$ ) temperatura zostaje znacznie zredukowana i praktycznie pozostaje niezmienna mimo dalszego wzrostu grubości rozpraszacza ciepła.



Rys. 7.19. Moc maksymalna (określi) oraz długość emitowanej fali (kwadraty) w zależności od grubości diamentu dla struktury z warstwą InP o grubości 938.8 nm



Rys. 7.20. Profile modów podstawowych LP01 dla struktur z różną grubością diamentu: 9.61, 15.81, 22.01, 28.21 i 34.41  $\mu\text{m}$  (odpowiednio: 15.5, 25.5, 35.5, 45.5 i 55.5  $\lambda$ )



Rys. 7.21. Temperatura maksymalna w obszarze czynnym lasera w zależności od grubości diamentu dla stałej wartości napięcia  $U = 2.8 \text{ V}$

Podsumowując ten rozdział należy podkreślić, że w przypadku lasera EP-VECSEL zastosowanie diamentowego rozpraszacza ciepła o grubości ok. 35  $\mu\text{m}$  spowodowało ponad trzykrotny wzrost emitowanej mocy w reżimie modu podstawowego: 32 mW w stosunku do 9 mW dla struktury bez diamentu. Tak znaczny przyrost mocy wynika ze znacznej redukcji temperatury w obszarze czynnym (Rys. 7.21) oraz zmniejszonego efektu ogniskowania termicznego (Rys. 7.20).

---

## 8 PODSUMOWANIE

---

W pracy zostały przedstawione wyniki numerycznej analizy zjawisk fizycznych zachodzących w laserach o emisji powierzchniowej typu VCSEL oraz typu VECSEL pompowanych optycznie i elektrycznie, emitujących promieniowanie z zakresu 1310-1550 nm. Analiza była ukierunkowana na głębsze poznanie ich fizyki działania a przez to na znalezienie optymalnych konstrukcji laserów umożliwiających zwiększenie ich sprawności, zwiększenie tłumienia modów wyższych rzędów oraz zwiększenie emitowanej mocy w reżimie jednomodowym.

W pierwszym etapie analizy każdego z laserów przeprowadzono uzgodnienie parametrów modelu numerycznego z charakterystykami eksperymentalnymi uzyskanymi przez *Laboratory of Physics of Nanostructures, École polytechnique fédérale de Lausanne* w Szwajcarii. Etap ten był konieczny by analiza zachodzących w laserach zjawisk fizycznych mogła być zgodna z zachowaniami rzeczywistych struktur. Z uwagi na fakt, iż modele numeryczne opisują urządzenia wyidealizowane porównanie takie dostarczyło wiele cennych informacji na temat jakości wytwarzanych struktur laserowych jak na przykład:

- nierównomiernego składu molowego materiału InAlGaAs, z którego był wykonany obszar czynny analizowanych struktur; nierównomierność ta przyczyniała się do pogorszenia sprawności urządzeń,
- wbudowanego kontrastu współczynnika załamania światła wynikającego z technologii wytwarzania złącza tunelowego, który to kontrast powodował spadek emitowanej maksymalnej mocy w reżimie modu podstawowego
- pogorszonego odprowadzania ciepła z obszaru czynnego, wynikającego z technologii klejenia warstw półprzewodnikowych *wafer Fusion*,
- występowania potencjalnych naprężeń w obszarze czynnym. Naprężenia te mogły wynikać z procesu wzrostu obszaru czynnego i prowadziły do powstawania w nim defektów i w konsekwencji do spadku sprawności i emitowanej przez laser mocy.

Dzięki przedstawionym wnioskom modyfikacji uległy procesy technologiczne wzrostu struktur laserowych wykonywanych przez *Laboratory of Physics of Nanostructures, EPFL*. W szczególności dzięki staranniejszej kontroli składu molowego materiałów obszaru czynnego podczas wzrostu epitaksjalnego, osiągnięto znacznie węższe widmo fotoluminescencji takiego obszaru czynnego (szerokość połówkowa fotoluminescencji ok. 45 nm w 20°C [136]), w porównaniu do widma fotoluminescencji obszaru czynnego przed tymi modyfikacjami (szerokość połówkowa fotoluminescencji ok. 165 nm w 20°C – Rys. 5.4).



W kolejnym etapie pracy przebadano strukturę lasera VCSEL wykorzystującą aperturę powietrzną w kształcie pierścienia wytrawionego wewnątrz rezonatora. Jak pokazały symulacje, konstrukcja taka, w zależności od rozmiarów samego pierścienia, zapewnia wzrost tłumienia modów wyższych rzędów w sposób jaki dotąd nie był obserwowany w laserach typu VCSEL, a polegający na całkowitym wyeliminowaniu modów wyższych rzędów z obszaru czynnego i zachowaniu niskiego prądu progowego wzbudzenia modu podstawowego. Wykorzystanie tego typu ograniczenia pozwoliło na uzyskanie pracy jednomodowej w bardzo szerokim zakresie prądów sterujących oraz nieznaczny, ośmioprocentowy wzrost całkowitej sprawności lasera. Uzyskane wyniki znalazły potwierdzenie w wynikach eksperymentalnych otrzymanych przez *Laboratory of Physics of Nanostructures* dla takich samych struktur. Dodatkowo analiza wykazała, iż wykorzystanie elementu zwiększającego efekt falowodowy powoduje obniżenie maksymalnej wartości emitowanej mocy w reżimie jednomodowym pomimo uzyskania niemal całkowitej eliminacji modów wyższych rzędów.

W przypadku optycznie pobudzanego lasera VECSEL wyznaczono optymalną grubość diamentowego rozpraszacza ciepła w strukturze o konwencjonalnej budowie. Następnie zaproponowano nowatorską konstrukcję lasera typu OP-VECSEL wykorzystującą dwa diamentowe rozpraszacze ciepła oraz siatki podfalowe w roli zwierciadeł. Konstrukcja ta umożliwiła osiowe pobudzenie lasera poprzez jedną płaszczyznę lasera i emisję generowanego promieniowania poprzez przeciwległą płaszczyznę. Pozwala to na znaczące zredukowanie rozmiarów lasera i uproszczenie jego budowy. W efekcie zaproponowanych modyfikacji laser OP-VECSEL może stanowić urządzenie o rozmiarach poniżej centymetrowych, które umieszczone na końcówce światłowodu transformuje wiązkę pompującą. Dodatkowo konstrukcja ta pozwoliła na poprawę impedancji termicznej o 25% i wzrost emitowanej mocy o 80% względem struktury konwencjonalnej. Ponadto struktura ta zapewnia niemal niezależną od temperatury długość emitowanej fali i stałą polaryzację emitowanej wiązki.

Trzecią z badanych w pracy konstrukcji laserów o emisji powierzchniowej był elektrycznie pobudzany laser VECSEL. W tym przypadku analizowano niejednorodny rozkład wstrzykiwanego prądu do rozległych obszarów czynnych. Ponadto badano wpływ pierścieniowego złącza tunelowego na redukcję efektu niejednorodnego rozkładu prądu w obszarze czynnym oraz wpływ diamentowego rozpraszacza ciepła na ujednorodnienie radialnego rozkładu temperatury wewnątrz obszaru czynnego. Analiza zjawisk fizycznych zachodzących w tego typu laserze doprowadziła do wniosku, iż zastosowanie pierścieniowych złącz tunelowych poprawia jednorodność rozkładu prądu w obszarach czynnych o średnicach sięgających 20  $\mu\text{m}$ , przyczynia się do wzrostu całkowitej sprawności lasera o 15% i emitowanej przez niego mocy w reżimie modu podstawowego o 7%. Zastosowanie diamentowego rozpraszacza ciepła

w takim laserze przyczynia się do znacznej redukcji temperatury w obszarze czynnym oraz w konsekwencji do poszerzenia modu podstawowego wynikającego ze zmniejszonego efektu ogniskowania termicznego.

Wyznaczone własności analizowanych w pracy laserów pozwolą konstruować efektywne konstrukcje emitujące w reżimie modu podstawowego. Będzie to miało duże znaczenie dla rozwoju optoelektroniki, ponieważ opisywane lasery są idealnymi przykładami źródła światła mogącego mieć zastosowanie wszędzie tam, gdzie wymagane są małe rozmiary źródeł światła oraz wysoka moc emisji i wysoka jakość emitowanej wiązki, np. w telekomunikacji światłowodowej, w komunikacji w otwartej przestrzeni, w projektorach, w biomedycynie oraz laserach pompujących w optycznych wzmacniaczach Ramana, a poprzez możliwość dostępu do wnęki rezonansowej w laserach VECSEL, w detektorach gazu, bądź w połączeniu z nasycalnymi absorberami półprzewodnikowymi SESAM w generatorach piko-sekundowych impulsów.

---

# BIBLIOGRAFIA

---

- [1] A.L. Schawlow i C.H. Townes, Infrared and Optical Masers, *Physical Review*, Vol. 112, p. 1940, 1958.
- [2] T.H. Maiman, Stimulated Optical Radiation in Ruby, *Nature*, Vol. 187, No. 4736, pp. 493-494, 1960.
- [3] M.I. Nathan, W.P. Dumke, G. Burns, F.H. Dill i G. Lasher, Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junction, *Applied Physics Letters*, Vol. 1, p. 62, 1962.
- [4] R.N. Hall, G.E. Fenner, J.D. Kingsley, T.J. Soltys i R.O. Carlson, Coherent Light Emission From GaAs Junctions, *Physical Review Letters*, Vol. 9, p. 366, 1962.
- [5] I. Melngailis, LONGITUDINAL INJECTION.PLASMA LASER OF InSb, *Applied Physics Letters*, Vol. 6, pp. 59-60, 1965.
- [6] H. Soda, K. Iga, C. Kitahara i Y. Suematsu, GaInAs/InP surface emitting injection lasers, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 18, pp. 2329-2330, 1979.
- [7] S.-H. Park, J. Kim, H. Jeon, C.-H. Jeong, G.-Y. Yeom i Y.-H. Cho, Room-temperature GaN vertical-cavity surface-emitting laser operation in an extended cavity scheme, *Applied Physics Letters*, Vol. 83, No. 11, pp. 2121-2123, 2003.
- [8] T.-C. Lu, S.-W. Chen, T.-T. Wu, P.-M. Tu, C.-K. Chen, C.-H. Chen, Z.-Y. Li, H.-C. Kuo i S.-C. Wang, Continuous wave operation of current injected GaN vertical cavity surface emitting lasers at room temperature, *Applied Physics Letters*, Vol. 97, 2010.
- [9] T.-C. Lu, J.-R. Chen, S.-W. Chen, H.-C. Kuo, C.-C. Kuo, C.-C. Lee i S.-C. Wang, Development of GaN-Based Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 15, No. 3, pp. 850-860, 2009.
- [10] J.A. Lott, R.P.S. Jr., K.D. Choquette, S.P. Kilcoyne i J.J. Figiel, Room temperature continuous wave operation of red vertical cavity surface emitting laser diodes, *Electronics Letters*, Vol. 29, No. 19, pp. 1693-1694, 1993.

- [11] K.D. Choquette, R.P. Schneider, M.H. Crawford, K.M. Geib i J.J. Figiel, Continuous wave operation of 640–660 nm selectively oxidised AlGaInP vertical cavity lasers, *Electronic Letters*, Vol. 31, pp. 1145-1146, 1995.
- [12] Y.H. Lee, B. Tell, K.F. Brown-Goebeler, R.E. Leibenguth i V.D. Matterna, Deep-red continuous wave top-surface-emitting verticalcavity AlGaAs superlattice lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 3, No. 2, pp. 108-109, 1991.
- [13] R. Geels i L.A. Coldren, Narrow-linewidth, low threshold vertical cavity surface-emitting lasers, *12th IEEE Int. Semiconductor Laser Conference*, Vol. B-1, pp. 16-17, 1990.
- [14] Y. Lee, J. Jewell, A. Scherer, S.L. McCall, J. Harbison i L. Florez, Room-temperature continuous-wave vertical cavity single-quantum-well microlaser diodes, *Electronics Letters*, Vol. 25, pp. 1377-1378, 1989.
- [15] T. Baba, Y. Yogo, K. Suzuki, F. Koyama i K. Iga, Near room temperature continuous wave lasing characteristics of GaInAsP/InP surface emitting laser, *Electronic Letters*, Vol. 29, No. 10, pp. 913-914, 1993.
- [16] T. Miyamoto, T. Uchida, N. Yokouchi, Y. Inaba, F. Koyama i K. Iga, A study on gain-resonance matching of CBE grown  $\lambda = 1.5$   $\mu\text{m}$  surface emitting lasers, *IEEE/LEOS Annu.*, No. DLTA13.2, p. 542, 1992.
- [17] D.I. Babic, K. Streubel, R.P. Mirin, J. Pirek, N.M. Margalit, J.E. Bowers, E.L. Hu, D.E. Mars, L. Yang i K. Carey, Room temperature performance of double-fused 1.54  $\mu\text{m}$  vertical-cavity lasers, *IPRM 96*, pp. 719-722, 1996.
- [18] O.G. Okhotnikov, *Semiconductor Disk Lasers: Physics and Technology*, Wiley-VCH, 2010.
- [19] V. Iakovlev, P. Gallo, E. Kapon, T. Czystanowski, M. Dems, M. Wasiak i J. Walczak, VERTICAL CAVITY SURFACE EMITTING LASER CAVITY WITH LOW THERMAL IMPEDANCE, *Letters Patent of the United States*, 26.07.2012, No. 13/558,628, 2012.
- [20] J. Walczak, M. Wasiak, R.P. Sarzała, A. Sirbu i T. Czystanowski, Optymalizacja poziomu domieszkowania podłoża InP w elektrycznie pompowanych laserach o emisji powierzchniowej z zewnętrzną

wnęką rezonansową (E-VECSEL), *Przegląd Elektrotechniczny*, Vol. 89, No. 10/2013, pp. 142-145, 2013.

- [21] H. Bach i N. Neuroth, The properties of optical glass, *Springer Verlag*, 1998.
- [22] S.R. Selmic, T.-M. Chou, J. Sih, J.B. Kirk, A. Mantie, J.K. Butler, D. Bour i G.A. Evans, Design and Characterization of 1.3-um AlGaInAs-InP Multiple-Quantum-Well Lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 7, No. 2, pp. 340-349, 2001.
- [23] X. Cheng, Y. Wen, Z. Hu, X. Shao, Y. Wang i Y. Yeo, 10-Gb/s WDM-PON transmission using uncooled directla modulatednfree-running 1550 nm VCSELs, *ECOC-08, paper P.6.2*, 2008.
- [24] G. Totschnig, M. Lackner, R. Shau, M. Ortsiefer, J. Roskopf, M. Amann i F. Winter, High speed VCSEL absorption spectroscopy of ammonia near 1540 nm, *Applied Physics B*, Vol. 76, pp. 603-608, 2003.
- [25] M.N. Islam, Raman Amplifiers for Telecommunications, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 8, No. 3, pp. 548-559, 2002.
- [26] R. Nabiev i W. Yuen, Tunable Lasers for Multichannel Fiber-Optic Sensors, <http://archives.sensorsmag.com/articles/>, 2003.
- [27] E.J. Lerner, ADVANCED APPLICATIONS: BIOMEDICAL LASERS: Lasers support biomedical diagnostics, *Laser Focus World* Vol. 36; No. 5, 2000.
- [28] H.J. (edytor), Lasers for Medical Applications – Diagnostics, Therapy and Surgery, *Woodhead Publishing Series*, 2013.
- [29] J.R. Arthur, Interaction of Ga and As<sub>2</sub> molecular beams with GaAs surfaces, *Journal of Applied Physics*, Vol. 39, p. 4032, 1968.
- [30] A.Y. Cho, Epitaxial growth of GaAs by molecular beam epitaxy, *Journal of Applied Physics*, Vol. 2780, 1970.
- [31] M. Razeghi, The MOCVD Challenge: Volumes 1 and 2, *Institute of Physics Publishing*, 1995.
- [32] G.B. Stringfellow, Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice, *Academic Press*, 1999.

- [33] H. Naito, M. Miyamoto, Y. Aoki, A. Higuchi, K. Torii, T. Nagakura, T. Morita, J. Maeda, H. Miyajima i H. Yoshida, Proton-implantation technique for high-power laser light, *SPIE Newsroom*, 2013.
- [34] B. Hawkins, R. Hawthorne, J. Guenter, J. Tatum i J. Biard, Reliability of various size oxide aperture VCSELs, *Electronic Components and Technology Conference Proceedings 52nd*, pp. 540-550, 2002.
- [35] C. Jung, R. Jager, M. Grabherr, P. Schnitzer, R. Michalzik, B. Weigl, S. Muller i K. Ebeling, 4.8 mW singlemode oxide confined top-surface emitting vertical-cavity laser diodes, *Electronics Letters*, Vol. 33, No. 21, pp. 1790-1791, 1997.
- [36] D. Zhou i L.J. Mawst, High-power single-mode antiresonant reflecting optical waveguide-type vertical-cavity surface-emitting lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 38, No. 12, pp. 1599-1606, 2002.
- [37] T. Shirasawa, N. Mochida, A. Inoue, T. Honda, T. Sakaguchi, F. Koyama i K. Iga, Interface control of GaN/AlGaIn quantum well structures in MOVPE growth, *Journal of Crystal Growth*, pp. 124-127, 1998.
- [38] D. Kasahara, D. Morita, T. Kosugi, K. Nakagawa, J. Kawamata, Y. Higuchi, H. Matsumura i T. Mukai, Demonstration of Blue and Green GaN-Based Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers by Current Injection at Room Temperature, *Applied Physics Express*, Vol. 4, p. 072103, 2011.
- [39] M.H. Crawford, K.D. Choquette, R.J. Hickman i K.M. Geib, Performance of selectively oxidized AlGaInP-based visible VCSELs, *OSA Trends in Optics and Photonics Series*, Vol. 15, pp. 104-105, 1998.
- [40] H.-E. Shin, Y.-G. Ju, H.-H. Shin, J.-H. Ser, T. Kim, E.-K. Lee, I. Kim i Y. -H. Lee, 780 nm oxidised vertical-cavity surface-emitting lasers with Al Ga As quantum wells, *Electronics Letters*, Vol. 32, No. 14, pp. 1287-1288, 1996.
- [41] A. Mutig, S.A. Blokhin, A.M. Nadtochiy, G. Fiol, J.A. Lott, V.A. Shchukin, N.N. Ledentsov i D. Bimberg, Frequency response of large aperture oxide-confined 850nm vertical cavity surface emitting lasers, *Applied Physics Letters*, Vol. 95, p. 131101, 2009.

- [42] K. Iga, Surface-Emitting Laser—Its Birth and Generation of New Optoelectronics Field, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 6, No. 6, 2000.
- [43] G.M. Yang, M. MacDougal i P.D. Dupkus, Ultralow threshold current vertical cavity surface emitting lasers obtained with selective oxidation, *Electronics Letters*, Vol. 31, pp. 886-888, 1995.
- [44] Y. Hayashi, T. Mukaihara, N. Hatori, N. Ohnoki, A. Matsutani, F. Koyama i K. Iga, Lasing characteristics of low-threshold oxide confinement InGaAs–GaAlAs vertical-cavity surface-emitting lasers, *Photonics Technology Letters*, Vol. 7, pp. 1234-1236, 1995.
- [45] S.A. Blokhin, J.A. Lott, A. Mutig, G. Fiol, N.N. Ledentsov, M.V. Maximov, A.M. Nadtochiy, V.A. Shchukin i D. Bimberg, Oxide-confined 850 nm VCSELs operating at bit rates up to 40 Gbit/s, *Electronics Letters*, Vol. 45, No. 10, 2009.
- [46] D. Kuchta, A. Rylyakov, F. Doany, C. Schow, J. Proesel, C. Baks, P. Westbergh, J. Gustavsson i A. Larsson, A 71-Gb/s NRZ Modulated 850-nm VCSEL-Based Optical Link, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 27, No. 6, pp. 577-580, 2015.
- [47] Avago Technologies (<http://www.avagotech.com>).
- [48] Finisar Corporation (<http://www.finisar.com>).
- [49] Emcore Corporation (<http://www.emcore.com/>).
- [50] A. Mutig, High Speed VCSELs for Optical Interconnects, *praca doktorska, Technische Universitat Berlin*, 2010.
- [51] M. Larson, M. Kondow, T. Kitatani, K. Nakahara, K. Tamura, H. Inoue i K. Uomi, GaInNAs-GaAs long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 2, pp. 188-190, 1998.
- [52] A. Mereuta, G. Suruceanu, A. Caliman, V. Iacovlev, A. Sirbu i E. Kapon, 10-Gb/s and 10-km error-free transmission up to 100°C with 1.3- $\mu$ m wavelength wafer-fused VCSELs, *Optics Express*, Vol. 17, pp. 12981-12986, 2009.
- [53] M. Alias, M. Maulud, S. Mitani, S. Shaari i N. Manaf, Design optimization of GaInNAs quantum wells for long wavelength VCSEL,

- IEEE International Conference on Semiconductor Electronics*, pp. 311-315, 2008.
- [54] M. Yamada, T. Anan, K. Kurihara, K. Nishi, K. Tokutome, A. Kamei i S. Sugou, Room temperature low threshold CW operation of 1.23  $\mu\text{m}$  GaAsSb VCSELs of GaAs substrates, *Electronics Letters*, Vol. 36, No. 7, pp. 637-638, 2000.
- [55] C. Kazmierski, J.P. Debray, R. Madani, N. Bouadma, J. Etrillard, I. Sagnes, F. Alexandre i M. Quillec, First all-monolithic VCSELs on InP : +55 C pulse lasing at 1.56  $\mu\text{m}$  with GaInAlAs/InP system, *16th Int. Semiconductor Laser Conference PD-3*, pp. 5-6, 1998.
- [56] A. Caliman, V. Iakovlev, A. Mereuta, A. Sirbu, G. Suruceanu i E. Kapon, 8 mW Fundamental Mode Output of Wafer-Fused VCSELs Emitting in the 1550-nm Band, *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference, Optical Society of America, paper CMRR1*, 2009.
- [57] M. Wasiak, Efficient method of designing optically-pumped vertical external cavity surface emitting lasers having equally excited quantum wells, *arXiv:1204.1494v1*, 2012.
- [58] O.J. Morris, K.G. Wilcox, C.R. Head, A.P. Turnbull, P.J. Mosley, A.H. Quarterman, H.J. Khashi, I. Farrer, H.E. Beere, D.A. Ritchie i A.C. Tropper, A wavelength tunable 2-ps pulse VECSEL, *Proceedings of SPIE*, Vol. 8242, p. 824212, 2012.
- [59] J. Piprek, T. Troger, B. Schroter, J. Kolodzey i C.S. Ih, Thermal Conductivity Reduction in GaAs-AlAs Distributed Bragg Reflectors, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 10, No. 1, pp. 81-83, 1998.
- [60] B. Heinen, T.-L. Wang, M. Sparenberg, A. Weber, B. Kunert, J. Hader, S. Koch, J. Moloney, M. Koch i W. Stolz, 106 W continuous-wave output power from vertical-external-cavity surface-emitting laser, *Electronic Letters*, Vol. 48, No. 9, 2012.
- [61] A. Sirbu, A. Caliman, A. Mereuta, V. Iakovlev, G. Suruceanu i E. Kapon, *13th International Conference Transparent Optical Networks (ICTON)*, pp. 26-30, 2011.
- [62] Y. Suematsu i K. Iga., *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. 26, pp. 1132-1144, 2008.



- [63] J. Chilla, H. Zhou, E. Weiss, A. Caprara, Q. Shou, S. Govorkov, M. Reed i L. Spinelli, Blue and green optically-pumped semiconductor lasers for display, *Proceedings of SPIE, Vol. 5740*, p. 41, 2005.
- [64] S. Hoogland, S. Dhanjal, A.C. Tropper, J.S. Roberts, R. Häring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud i U. Keller, Passively Mode-Locked Diode-Pumped Surface-Emitting Semiconductor Laser, *IEEE Photonics Technology Letters, Vol. 12*, pp. 1135-1137, 2000.
- [65] R.H. Abram, K.S. Gardner, E. Riis i A.I. Ferguson, Narrow linewidth operation of a tunable optically pumped semiconductor laser, *Opt. Exp. 12*, pp. 5434-5439, 2004.
- [66] A. Bousseksou, S. Bouchoule, M.E. Kurdi, M. Strassner, I. Sagnes, P. Crozat i J. Jacquet, Fabrication and characterization of 1.55  $\mu$ m single transverse mode large diameter electrically pumped VECSEL, *Optical and Quantum Electronics, Vol. 38; No. 15*, pp. 1269-1278, 2006.
- [67] J. Walczak, M. Wasiak, R. Sarzała, A. Sirbu, E. Kapon i T. Czystanowski, Coaxial tunnel junctions – a novel approach to reduce the current crowding effect in electrically-pumped VECSELs, *Proceedings of SPIE, Vol. 8966*, pp. 896601-1 – 6, 2014.
- [68] J.G. McInerney, A. Mooradian, A. Lewis, A.V. Shchegrov, E.M. Strzelecka, D. Lee, J.P. Watson, M. Liebman, G.P. Carey, B.D. Cantos, W. R. Hitchens i D. Heald, High-power surface emitting semiconductor laser with extended vertical compound cavity, *Electronics Letters, Vol. 39, No. 6*, pp. 523-525, 2003.
- [69] Y. Barbarin, M. Hoffmann, W.P. Pallmann, I. Dahhan, P. Kreuter, M. Miller, J. Baier, H. Moench, M. Golling, T. Südmeyer, B. Witzigmann i U. Keller, Electrically pumped vertical external cavity surface emitting lasers suitable for passive modelocking, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Vol. 17, No. 6*, pp. 1779-1786, 2011.
- [70] A. Caliman, A. Sirbu, A. Mereuta, K. Pierściński, V. Iakovlev i E. Kapon, 14XX nm-wavelength electrically-pumped VECSELs fabricated by wafer fusion, *Optics Express, Vol. 21, No. 11*, 2013.
- [71] W. Hofmann, N. Zhu, M. Ortsiefer, G. Bohm, J. Roskopf, L. Chao, S. Zhang, M. Maute i M.-C. Amann, 10-Gb/s data transmission using

- BSB passivated 1.55-  $\mu\text{m}$  InGaAlAs-InP VCSELs, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, pp. 424-426, 2006.
- [72] A. Sirbu, N. Volet, A. Mereuta, J. Lytikainen, J. Rautiainen, O. Okhotnikov, J. Walczak, M. Wasiak, T. Czystanowski, A. Caliman, Q. Zhu, V. Iakovlev i E. Kapon, Wafer-Fused Optically Pumped VECSELs Emitting in the 1310-nm and 1550-nm Wavebands, *Advances in Optical Technologies*, 2011.
- [73] J. v. d. Ziel, R. Dingle, R. Miller, W. Wiegmann i W.N. 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.
- [74] R. Dupuis, P. Dapkus, N.H. Jr., E. Rezek i R. Chin, Room-temperature laser operation of quantum-well Ga(1-x)AlxAs-GaAs laser diodes grown by metalorganic chemical vapor deposition, *Applied Physics Letters*, Vol. 32, No. 5, pp. 295-297, 1978.
- [75] S. Schmitt-Rink, D.S. Chemla i D.A.B. Miller, Linear and nonlinear optical properties of semiconductor quantum wells, *Advances in Physics*, Vol. 38, No. 2, pp. 89-188, 1989.
- [76] M. Bugajski i K. Regiński, Optical properties of semiconductor quantum wells, *Opto-Electronics Review*, Vol. 4, No. 3/4, 1996.
- [77] D.A.B. Miller, Optical Physics of Quantum Wells, *Bell Laboratories*.
- [78] L. d. Broglie, The Reinterpretation of Wave Mechanics, *Foundations of Physics*, Vol. 1, No. 1, 1970.
- [79] L.A. Coldren i S.W. Corzine, Diode Lasers and Photonic Integrated Circuit, *J. Wiley and Sons; New York*, 1995.
- [80] R. Paschotta, Bragg Mirrors, *Encyclopedia of Laser Physics and Technology. RP Photonics*, 2009.
- [81] A. Sirbu, A. Mereuta, A. Caliman, N. Volet, Q. Zhu, V. Iakovlev, J. Rautiainen, J. Lytikainen, O. Okhotnikov, J. Walczak, M. Wasiak, T. Czystanowski i E. Kapon, High power optically pumped VECSELs emitting in 1310-nm and 1550-nm bands, *Proceedings of SPIE*, Vol. 7919, 2011.
- [82] A. Syrbu, A. Mircea, A. Mereuta, A. Caliman, C.-A. Berseth, G. Suruceanu, V. Iakovlev, M. Achtenhagen, A. Rudra i E. Kapon,

- 1.5-mW, Single-Mode Operation of Wafer-Fused 1550 nm VCSELs, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 16, pp. 1230-1232, 2004.
- [83] C. J. Chang-Hasnain i W. Yang, High-contrast gratings for integrated optoelectronics, *Advances in Optics and Photonics*, Vol. 4, pp. 379-440, 2012.
- [84] S. Boutami, B.B. Bakir, J.-L. Leclercq i P. Viktorovitch, Compact 1.55  $\mu\text{m}$  room-temperature optically pumped VCSEL using photonic crystal mirror, *Electronic Letters*, Vol. 43, pp. 282-283, 2007.
- [85] M. Gebski, M. Dems, J. Chen, W. Qijie, Z.D. Hua i T. Czyszanowski, Optical properties of GaAs/AlOx and Si/SiOx High Contrast Gratings designed for 980 nm VCSELs, *IEEE Transactions on Nanotechnology*, Vol. 13, No. 3, pp. 418-424, 2014.
- [86] V. Iakovlev, J. Walczak, M. Gębski, A.K. Sokół, M. Wasiak, P. Gallo, A. Sirbu, R.P. Sarzała, M. Dems, T. Czyszanowski i E. Kapon, Double-diamond high-contrast-gratings vertical external cavity surface emitting laser, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 47, 2014.
- [87] T.R. Anthony, W.F. Banholzer, J.F. Fleischer, K.L. Wei, P.K. Kuo, R.L. Thomas i R.W. Pryor, *Physical Review B*, Vol. 42, pp. 1104-1111, 1990.
- [88] T. Czyszanowski i W. Nakwaski, Comparison of exactness of scalar and vectorial optical methods used to model a VCSEL operation, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 43, No. 5, pp. 399-406, 2007.
- [89] J.Y. Law i G.P. Agrawal, Effects of spatial hole burning on gain switching in vertical-cavity surface-emitting lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 33, No. 3, p. 462, 1997.
- [90] M. Dems, R. Kotynski i K. Panajotov, Plane Wave Admittance Method — a novel approach for determining the electromagnetic modes in photonic structures, *Optics Express*, Vol. 13, p. 3196, 2005.
- [91] R.P. Sarzała i 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, p. 3121, 2004.
- [92] K. Gutowski, Numeryczna analiza nadprogowej pracy półprzewodnikowego lasera złączowego o emisji powierzchniowej z obszarem

- czynnym GaInNAsSb, *Praca magisterska wykonana w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej pod kierunkiem dra hab. inż. Roberta P. Sarzały*, 2006.
- [93] T. Suhara, *Semiconductor Laser Fundamentals*, Marcel Dekker, p. 29, 2004.
- [94] T. Czystanowski i W. Nakwaski, Usability limits of the scalar effective frequency method used to determine modes distributions in oxide-confined vertical-cavity surface-emitting diode lasers, *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 39, pp. 30-35, 2006.
- [95] T. Czystanowski i W. Nakwaski, Validity of scalar approaches to radiation modes of the GaAs-based 1.3- $\mu\text{m}$  diode lasers designed for the optical-fibre communication, *Optical and Quantum Electronics*, Vol. 38, pp. 349-360, 2006.
- [96] S.L. Chuang, *Physics of optoelectronic devices*, Willey, p. 22, 1995.
- [97] P. Maćkowiak i W. Nakwaski, Designing guidelines for possible continuous-wave-operating nitride vertical-cavity surface-emitting lasers, *Journal of Physics D*, Vol. 33, pp. 642-653, 2000.
- [98] J. Walczak, R.P. Sarzała, M. Wasiak, W. Nakwaski, A. Sirbu, T. Czystanowski i E. Kapon, Electrically Pumped Vertical External-Cavity Surface-Emitting Lasers with Patterned Tunnel Junction for Single Transversal Mode Emission, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 21, No. 6, 2015.
- [99] R.P. Sarzała, *Lasery złączone dla nowoczesnych systemów światłowodowej telekomunikacji optycznej: fizyczna symulacja działania oraz optymalizacja wybranych struktur laserowych*, *Rozprawa habilitacyjna; Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej*, 2004.
- [100] R. Sarzała, *Modelowanie zjawisk fizycznych zachodzących w laserach złączonych oraz matrycach laserowych przy użyciu metody elementu skończonego*, *Politechnika Łódzka, praca doktorska*, 1998.
- [101] J. Geske i inni, Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser Active Regions for Enhanced Performance With Optical Pumping, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 40, No. 9, pp. 1155-1162, 2004.
- [102] Y.A. Morozov i inni, Simultaneous Dual-Wavelength Emission From Vertical External-Cavity Surface-Emitting Laser: A Numerical

- Modeling, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 42, No. 10, pp. 1055-1061, 2006.
- [103] W. Nakwaski, Thermal conductivity of binary, ternary and quaternary III-V compounds, *Journal of Applied Physics*, Vol. 64, pp. 159-166, 1989.
- [104] B. Mroziwicz, M. Bugajski i W. Nakwaski, *Physics of Semiconductor Lasers*, North-Holland, Amsterdam, 1991.
- [105] M. Wasiak, Wzmocnienie optyczne w laserze z kwantowym obszarem czynnym, praca magisterska, *Instytut Fizyki Politechniki Łódzkiej*, 1999.
- [106] N. Volet, T. Czystanowski, J. Walczak, L. Mutter, B. Dwir, Z. Mickovic, P. Gallo, A. Caliman, A. Sirbu, A. Mereuta, V. Iakovlev i E. Kapon, Transverse mode discrimination in long-wavelength wafer-fused vertical-cavity surface-emitting lasers by intra-cavity patterning, *Optics Express*, Vol. 21, No. 22, pp. 26983-26989, 2013.
- [107] J. Walczak, T. Czystanowski, M. Dems, R.P. Sarzała, A. Sokol, M. Wasiak i V. Iakovlev, Simulation of 1550 nm diamond VECSEL with high contrast grating, *Proceedings of SPIE*, Vol. 8432, p. 84321H, 2012.
- [108] T. Czystanowski, N. Volet, J. Walczak, M. Dems, R.P. Sarzała, V. Iakovlev, A. Sirbu, A. Mereuta, A. Caliman i E. Kapon, Numerical Analysis of Mode Discrimination by Intracavity Patterning in Long-Wavelength Wafer-Fused Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 50, No. 9, 2014.
- [109] M. Kuc, R.P. Sarzała i W. Nakwaski, Physics of mode selectivity of vertical-cavity surface-emitting diode lasers, *Journal of Applied Physics*, Vol. 108, p. 044501, 2010.
- [110] Ł. Piskorski, R.P. Sarzała i W. Nakwaski, Enhanced single-fundamental LP01 mode operation of 650-nm GaAs-based GaInP/AlGaInP quantum-well VCSELs, *Applied Physics A*, Vol. 98, pp. 651-657, 2010.
- [111] Y. Ding, W.J. Fan, B.S. Ma, D.W. Xu, S.F. Yoon, S. Liang, L.J. Zhao, M. Wasiak, T. Czystanowski i W. Nakwaski, Microphotoluminescence investigation of InAs quantum dot active region in 1.3  $\mu\text{m}$  vertical

- cavity surface emitting laser structure, *Journal of Applied Physics*, Vol. 108, p. 073111, 2010.
- [112] T.R. Anthony i e. al., Thermal diffusivity of isotopically enriched 12C diamond, *Physical Review B*, Vol. 42, No. 2, 1990.
- [113] W.J. Tropf i M.E. Thomas, Infrared Refractive Index and Thermo-optic Coefficient Measurement at APL, *JOHNS HOPKINS APL TECHNICAL DIGEST*, Vol. 19, No. 3, pp. 293-298, 1998.
- [114] W. Walukiewicz, J. Lagowski, L. Jastrzebski, P. Rava, L. M. i inni, Electron mobility and freecarrier absorption in InP; determination of the compensation ratio, *Journal of Applied Physics*, Vol. 51, p. 2659, 1980.
- [115] V.V. Galavanov i N.V. Siukaev, *Physica Status Solidi*, Vol. 38, No. 2, pp. 523-530, 1970.
- [116] S. Adachi, Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As and In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub>, *Journal of Applied Physics*, Vol. 66, pp. 6030-6040, 1989.
- [117] R.F. Kazarinov i G.L. Belenky, Novel Design of AlGaInAs-InP Lasers Operating at 1.3 μm, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 31, No. 3, 1995.
- [118] S. Adachi, GaAs, AlAs, and Al(x)Ga(1-x)As: Material parameters for use in research and device applications, *Journal of Applied Physics*, Vol. 58, No. 3, pp. R1-R29, 1985.
- [119] S. Gehrsitz, F.K. Reinhart, C. Gourgon, N. Herres, A. Vonlanthen i H. Sigga, The refractive index of Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As below the band gap: Accurate determination and empirical modeling, *Journal of Applied Physics*, Vol. 87, pp. 7825-7837, 2000.
- [120] S. Adachi, Physical Properties of III-V Semiconductor Compounds, *John Wiley and Sons*, 1992.
- [121] C.H. Henry, L.F. Johnson, R.A. Logan i D.P. Clarke, Determination of the Refractive Index of InGaAsP Epitaxial Layers by Mode Line Luminescence Spectroscopy, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 21, No. 12, pp. 1887-1892, 1985.

- [122] C.J. Glassbrenner i G.A. Slack, Thermal conductivity of silicon from 3 K to the melting point, *Physical Review*, Vol. 134, No. 4A, pp. A1058-A1069, 1964.
- [123] B.J. Frey, D.B. Leviton i T.J. Madison, Temperature-dependent refractive index of silicon and germanium, *Proceedings of SPIE*, Vol. 6273, 2006.
- [124] R.J. Sladek, Thermal Conductivity Of Indium-Thallium Alloys At Low Temperatures, *Physical Review*, Vol. 97, pp. 902-915, 1955.
- [125] N.V. Zavaritskii i A.G. Zeldovich, Thermal Conductivity Of Technical Materials At Low Temperatures, *Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki*, Vol. 26, pp. 2032-2036, 1956.
- [126] M. Bugajski i W. Lewandowski, *Journal of Applied Physics*, Vol. 57, No. 2, pp. 521-530, 1985.
- [127] C. Lauer i i. inni, InP-based long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers with buried tunnel junction, *Physica Status Solidi*, Vol. 1, No. 8, pp. 2183-2209, 2004.
- [128] J. Taylor i V. Tolstikhin, Intervalence band absorption in InP and related materials for optoelectronic device modeling, *Journal of Applied Physics*, Vol. 87, No. 3, 2000.
- [129] J. Minch, S.H. Park, T. Keating i S.L. Chuang, Theory and Experiment of In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As<sub>y</sub>P<sub>1-y</sub> and In<sub>1-xy</sub>Ga<sub>x</sub>Al<sub>y</sub>As Long-Wavelength Strained Quantum-Well Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 35, No. 5, 1999.
- [130] A. Tandon i inni, Low threshold, high-To and high efficiency 1300 nm and 1500 nm lasers with AlGaInAs active region grown by MOCVD, *Proceedings of SPIE*, Vol. 5349, p. 206, 2004.
- [131] A. Bäcker i inni, Investigation of optical far-field stability in long-wavelength VCSELs: thermal and carrier-induced effects, *Proceedings of SPIE*, Vol. 6468, p. 64680H, 2007.
- [132] A. Mereuta, A. Syrbu, V. Iakovlev, A. Rudra, A. Caliman, G. Suruceanu, C.-A. Berseth, E. Deichsel i E. Kapon, 1.5 μm VCSEL structure optimization for high-power and high-temperature operation, *Journal of Crystal Growth*, Vol. 272, pp. 520-525, 2004.

- [133] M. Motyka i inni, Probing the indium clustering in InGaAs/GaAs quantum wells by room temperature contactless electroreflectance and photoluminescence spectroscopy *Journal of Applied Physics*, Vol. 101, p. 116107, 2007.
- [134] A. Bäcker, A TCAD Analysis of Long-Wavelength Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, *Doktorat, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich*, 2009.
- [135] T. Clausen, A.S. Pedersen i O. Leistiko, Contact metallurgy optimization for ohmic contacts to InP, *Microelectronic Engineering* 15, Elsevier, pp. 157-160, 1991.
- [136] A. Sirbu, A. Rantamäki, E.J. Saarinen, V. Iakovlev, A. Mereuta, J. Lyytikäinen, A. Caliman, N. Volet, O.G. Okhotnikov i E. Kapon, High performance wafer-fused semiconductor disk lasers emitting in the 1300 nm waveband, *Optics Express*, Vol. 22, No. 24, 2014.
- [137] T. Czystanowski, R. Sarzała, E. Lamothe, L. Mutter, M. Dems, J. Walczak, M. Wasiak, W. Nakwaski, V. Iakovlev i E. Kapon, Spatial mode discrimination in guided and anti-guided arrays of long wavelength VCSELs, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 19, No. 5, 2013.
- [138] J. Cheng i N.K. Dutta, Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers: Technology and Applications, *Optoelectronic properties of semiconductor and superlattices; Vol. 10, Gordon and Breach Science Publishers*, p. 97, 2000.
- [139] T. Czystanowski, M. Dems, R.P. Sarzała, W. Nakwaski i K. Panajotov, Precise Lateral Mode Control in Photonic Crystal Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 47, p. 1291, 2011.
- [140] N. Volet, T. Czystanowski, J. Walczak, L. Mutter, B. Dwir, Z. Mickovic, P. Gallo, V. Iakovlev, A. Sirbu, A. Caliman, A. Mereuta i E. Kapon, Improved single-mode emission characteristics of long-wavelength wafer-fused vertical-cavity surface-emitting lasers by intra-cavity patterning, *Proceedings of SPIE*, Vol. 8639, 2013.
- [141] A. Mereuta, V. Iakovlev, A. Caliman, P. Royo, A. Mircea, A. Rudra, G. Suruceanu, A. Syrbu i E. Kapon, High Single Mode Power Wafer Fused InAlGaAs/InP -AlGaAs/GaAs VCSELs Emitting in the 1.3-1.6 $\mu$ m Wavelength Range, *Indium Phosphide & Related Materials*, 2007.



*IEEE International Conference on Indium Phosphide and Related Materials*, pp. 430-433, 2007.

- [142] J. Rautiainen, L. Lyttikäinen, A. Sirbu, A. Mereuta, A. Caliman, E. Kapon i O.G. Okhotnikov, *Optics Express*, Vol. 16, pp. 21881-21886, 2009.
- [143] J. Piprek, M. Mehta i V. Jayaraman, Design and Optimization of High-Performance 1.3  $\mu\text{m}$  VCSELs, *Proceedings of SPIE*, Vol. 5349, pp. 375-384, 2004.
- [144] N. Volet i E. Kapon, Turn-on delay and Auger recombination in long-wavelength vertical-cavity surface-emitting lasers, *Applied Physics Letters*, Vol. 97, p. 131102, 2010.
- [145] Y. Kaneda, F. Li, T.-C. Hsu, N. Peyghambarian, M. Fallahi, R.A. Zakharian, J. Hader, J.V. Moloney, W. Stoltz, S. Koch, R. Bedford, A. Sevian i L. Glebov, „High Brightness Spectral Beam Combination of High-Power Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, No. 17, pp. 1795-1797, 2006.
- [146] S. Giet, H.D. Sun, S. Calvez, M.D. Dawson, S. Suomalainen, A. Härkönen, M. Guina, O. Okhotnikov i M. Pessa, *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 18, pp. 1786-1788, 2006.
- [147] K.P. O'Donnell i X. Chen, Temperature dependence of semiconductor band gaps, *Applied Physics Letters*, Vol. 58, No. 25, pp. 2924-2926, 1991.
- [148] J. Piprek, *Optoelectronic Devices*, Springer Science+Business Media, Inc., p. 58, 2005.
- [149] N. Schulz, J.M. Hopkins, M. Rattunde, D. Burns i J. Wagner, *Laser & Photonics Review*, Vol. 2, pp. 160-181, 2008.

---

# CHARAKTERYSTYKA ZAWODOWA AUTORÓW

---

## Jarosław Walczak

Jarosław Walczak urodził się w Łodzi w 1983 roku. Studia wyższe na Wydziale Elektrotechniki, Elektroniki, Informatyki i Automatyki Politechniki Łódzkiej ukończył w 2007 roku z wynikiem bardzo dobrym, uzyskując stopień magistra inżyniera ze specjalnością Technologie w Elektronice Powszechnego Użytku. Pracę magisterską dotyczącą modelowania numerycznego siatek Bragga Jarosław Walczak pisał na Uniwersytecie Neapolitańskim "*Federico II*" w ramach programu wymiany studenckiej Socrates-Erasmus. Ponadto w 2006 roku odbył dwumiesięczny staż w Omron Co. w Japonii. W 2007 Jarosław Walczak rozpoczął studia doktoranckie na Wydziale Elektrotechniki, Elektroniki, Informatyki i Automatyki Politechniki Łódzkiej. Jednakże ze względu na swoje zainteresowania laserami półprzewodnikowymi w 2010 roku zrezygnował z tych studiów i rozpoczął pracę w Instytucie Fizyki Politechniki Łódzkiej, gdzie zajmował się modelowaniem numerycznym laserów VCSEL oraz VECSEL emitujących promieniowanie z zakresu 1310-1550 nm. Badania prowadził w bliskiej współpracy z *Laboratory of Physics of Nanostructures, École Polytechnique Fédérale de Lausanne* w Lozannie w Szwajcarii w ramach projektu *SCOPES IZ73ZO-128019* finansowanego przez *Swiss National Science Foundation*. W 2012 został kierownikiem grantu „Analiza zjawisk fizycznych w elektrycznie pobudzanych laserach o emisji powierzchniowej (E-VECSEL) z zewnętrzną wnęką rezonansową emitujących promieniowanie o długościach fal 1310 nm oraz 1550 nm” finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki. Ponadto był wykonawcą w projektach InTechFun Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego oraz LIDER finansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju. Na podstawie otrzymanych wyników Jarosław Walczak w 2016 roku w Instytucie Fizyki obronił pracę doktorską pt. „Jednomodowe lasery półprzewodnikowe dużej mocy o emisji powierzchniowej emitujące promieniowanie z zakresu bliskiej podczerwieni”.

Jarosław Walczak w 2009 roku ukończył studia podyplomowe „Mikro- i nanotechnologie” na Politechnice Łódzkiej oraz brał udział w dwóch szkołach letnich: „*Highlights in Microtechnology*” w Neuchatel w Szwajcarii w 2009 roku oraz „*5th International Summer School On Nanosciences & Technologies*” w Salonikach w Grecji w 2011 roku.

Jarosław Walczak jest autorem bądź współautorem ponad 30 publikacji i komunikatów konferencyjnych z dziedziny fizyki laserów półprzewodnikowych. Ponadto brał czynny udział w 6 międzynarodowych i 2 krajowych konferencjach naukowych z tejże dziedziny.

**Tomasz Czyszanowski**

Tomasz Czyszanowski działalność naukową rozpoczął w 2000 roku, kiedy to pod kierunkiem prof. dra hab. Włodzimierza Nakwaskiego, obronił pracę magisterską dotyczącą laserów o emisji krawędziowej zaprojektowanych na bazie materiałów arsenowych i azotowych. W latach 2002-2003 pracował w CFD Research Corporation w Huntsville, Alabama, USA gdzie rozwijał szybkie metody obliczeniowe dotyczące zjawisk optycznych oraz dynamicznej ewolucji pracy laserów półprzewodnikowych. W 2004 roku obronił rozprawę doktorską dotyczącą porównania dokładności metod skalarnych i optycznych do modelowania pola optycznego w laserach półprzewodnikowych. Od 2006 do 2008 roku pracował we Vrije Universiteit w Brukseli, gdzie wspólnie z prof. Krassimirem Panajotovem prowadził analizę zjawisk fizycznych zachodzących w laserach typu VCSEL z krysztalem fonicznym. W 2012 roku za zbiór prac poświęconych tej tematyce otrzymał stopień doktora habilitowanego. Od 2009 do 2013 roku we współpracy z grupą prof. Eli Kapon z Ecole Polytechnique Federale de Lausanne prowadził badania dotyczące laserów typu VCSEL, matryc laserów VCSEL i laserów typu VECSEL emitujących promieniowanie z bliskiej podczerwieni dla zastosowań spektroskopowych. Od 2011 do 2013 roku we współpracy z prof. Zhang Dao Hua z Nanyang Technology University, Singapur brał udział w projekcie dotyczącym podfalowych siatek dyfrakcyjnych jako możliwych zwierciadeł w laserach typu VCSEL. Konsekwencją prac dotyczących siatek podfalowych stała się oryginalna koncepcja monolitycznych siatek podfalowych, które doprowadziły do koncepcji siatek zintegrowanych z metalem stanowiących efektywne zwierciadło dla światła i będących jednocześnie kontaktem dla prądu elektrycznego. Jego dorobek naukowy obejmuje 67 publikacji w międzynarodowych czasopismach (*Scientific Reports, Optics Express, Optics Letters, IEEE Photonic Technology Letters, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Applied Physics Letters, Journal of Lightwave Technology, Journal of Physics D*, itp.), 3 rozdziały w książkach, oraz 12 zaproszonych referatów.

Półprzewodnikowe lasery typu VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser) o powierzchniowej emisji promieniowania podczerwonego są idealnymi przykładami źródła światła mogącego mieć zastosowanie wszędzie tam, gdzie wymagane są małe rozmiary, wysoka moc emisji oraz wysoka jakość emitowanej wiązki. Są powszechnie wykorzystywane w telekomunikacji światłowodowej, w komunikacji w otwartej przestrzeni, w projektorach, w biomedycynie oraz laserach pompujących w optycznych wzmacniaczach Ramana, a poprzez możliwość dostępu do wnęki rezonansowej w laserach z zewnętrzną wnęką rezonansową (typu VECSEL; Vertical External Cavity Surface Emitting Laser), w detektorach gazu, bądź w połączeniu z nasycalnymi absorberami półprzewodnikowymi SESAM w generatorach pikosekundowych impulsów. Zastosowania takie wymagają od lasera pracy w reżimie jednomodowym.

Niniejsza monografia dotyczy numerycznej analizy i optymalizacji półprzewodnikowych laserów o emisji powierzchniowej, zarówno laserów typu VCSEL, jak i optycznie oraz elektrycznie pompowanych laserów typu VECSEL emitujących promieniowanie z zakresu 1310-1550 nm. Praca skupia się na analizie rozwiązań konstrukcyjnych umożliwiających uzyskanie maksymalnej mocy i/lub maksymalnej sprawności w reżimie emisji jednomodowej. Wyznaczone własności analizowanych w pracy laserów pozwolą zwiększyć sprawność tychże urządzeń. Niektóre z proponowanych rozwiązań mogą posiadać bezpośrednie zastosowanie w technologii tego typu struktur, przyczyniając się do poprawy systemów telekomunikacyjnych oraz systemów spektroskopowych.

**ISBN 978-83-7283-885-8**