



Politechnika Wroclawska

DZIEDZINA: Elektronika

DYSCYPLINA: Automatyka, Elektronika, Elektrotechnika i Technologie Kosmiczne

ROZPRAWA DOKTORSKA

Opracowanie nowej konstrukcji falowodów do zastosowania w kwantowych laserach kaskadowych

Mgr inż. Adriana Łozińska

Promotor:
prof. dr hab. inż. Marek Tłaczała

Promotor pomocniczy:
dr inż. Beata Ściana

Słowa kluczowe: MOVPE, QCL, epitaksja, symulacje teoretyczne

WROCLAW 2024

Streszczenie

W ostatnich latach obserwuje się znaczący wzrost zainteresowania emiterami promieniowania średniej podczerwieni, wśród których kluczową rolę odgrywają kwantowe lasery kaskadowe QCL. Ze względu na ogromne wymagania związane z aplikacją w różnych obszarach rozwój nowych, zaawansowanych heterostruktur półprzewodnikowych, wytwarzanie i optymalizacja konstrukcji laserów QCL jest głównym celem badawczym wielu grup naukowych na świecie.

Głównym celem rozprawy doktorskiej było opracowanie podstaw teoretycznych nowej konstrukcji falowodów laserów kaskadowych i wykonanie struktur testowych QCL na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP, w których zaproponowano warstwy ograniczające, charakteryzujące się gradientowym rozkładem koncentracji domieszki aktywnej. Realizację szczegółowych zadań badawczych poprzedzono przeglądem najnowszej literatury, dotyczącej podstaw działania, technologii wytwarzania oraz obszarom zastosowań kwantowych laserów kaskadowych. Wyniki analizy literaturowej, a także wstępne wyniki modelowania takich struktur były motywacją do określenia celu rozprawy doktorskiej oraz zaproponowania modelu nowej konstrukcji falowodów lasera. Przeprowadzono modelowanie struktur QCL na zakres emisji promieniowania 5 i 9 μm . W pierwszej kolejności modelowano wpływ grubości warstwy separującej na takie parametry jak współczynnik uwięzienia modu Γ_E oraz optyczne wzmocnienie progowe g_{th} . W kolejnym kroku weryfikowano wpływ grubości oraz poziomu domieszkowania warstw ograniczających na wspomniane parametry Γ_E oraz g_{th} . **Kończym etapem modelowania dla analizowanych długości fal było wprowadzenie nowatorskiego, gradientowego profilu domieszkowania warstw ograniczających – liniowego i sinusoidalnego.** Otrzymane wyniki przeprowadzonych badań symulacyjnych były podstawą do zaproponowania nowej konstrukcji laserów QCL oraz jej weryfikacji technologicznej poprzez wytworzenie i pomiary struktur testowych w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii Politechniki Wrocławskiej przy współpracy z Siecią Badawczą Łukasiewicz – IMiF, firmą VIGO oraz zespołem prof. Tomasza Czyszanowskiego z Politechniki Łódzkiej.

Przed wykonaniem struktur testowych laserów QCL przeprowadzono szereg procesów optymalizujących parametry wzrostu poszczególnych warstw. Opisano wyniki pomiarów struktur testowych warstw trójskładnikowych InGaAs oraz AlInAs, studni kwantowych InGaAs/AlInAs oraz rdzenia lasera na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP. W ostatnim etapie technologicznym dokonano analizy wpływu zmiany grubości oraz profilu domieszkowania warstwy ograniczającej na pracę lasera. Zaprezentowano badania wstępne wytworzonych struktur testowych z zaproponowanymi zmianami warstw falowodowych oraz określono wpływ gradientowego rozkładu domieszkowania na ich parametry użytkowe.

Abstract

In recent years, there has been a significant increase in interest in mid-infrared radiation emitters, among which quantum cascade lasers (QCLs) play a key role. Due to the huge application requirements in various fields, the development of new advanced semiconductor heterostructures, fabrication and design optimisation of QCL lasers is a major research objective of many research groups worldwide.

The main objective of the dissertation was to develop the theoretical basis for a new waveguide design of cascade lasers and to fabricate QCL test structures based on InGaAs/AlInAs/InP heterostructures, in which confining layers characterised by a gradient concentration distribution of the active dopant were proposed. The realisation of the detailed research tasks was preceded by a review of the recent literature on the fundamentals of operation, fabrication technology and application areas of quantum cascade lasers. The results of the literature analysis, as well as preliminary results of modelling of such structures, were the motivation to define the aim of the PhD thesis and to propose a model of a new laser waveguide structure. Modelling of QCL structures for the 5 and 9 μm radiation emission range was carried out. Firstly, the influence of the thickness of the separating layer on parameters such as the modulus trapping coefficient Γ_E and the optical threshold gain g_{th} was modelled. In the next step, the influence of the thickness and doping level of the confining layers on the mentioned parameters Γ_E and g_{th} was verified. The final modelling step for the analysed wavelengths was the introduction of a novel gradient doping profile of the confining layers - linear and sinusoidal. The obtained results of simulation studies were the basis for proposing a new design of QCL lasers and its technological verification through fabrication and measurements of test structures in the Department of Microelectronics and Nanotechnology of Wrocław University of Technology in cooperation with the Łukasiewicz Research Network - IMiF Research Network, VIGO company and a team of prof. Tomasz Czystanowski from the Lodz University of Technology.

Prior to fabrication of the QCL laser test structures, a number of processes were carried out to optimise the growth parameters of the individual layers. The results of measurements of test structures of InGaAs and AlInAs ternary layers, InGaAs/AlInAs quantum wells and laser core based on InGaAs/AlInAs/InP heterostructure are described. In the final technological step, the effect of changing the thickness and doping profile of the confining layer on the laser operation was analysed. Preliminary studies of the fabricated test structures with the proposed waveguide layer changes are presented and the effect of the gradient doping distribution on their performance is determined.

Przedstawiona rozprawa doktorska była realizowana dzięki wsparciu ze strony projektów:



„Opracowanie technologii struktur dla jednomodowych laserów kaskadowych do zastosowań w układach optycznej detekcji gazów”

finansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju grant nr TECHMATSTRATEG1/347510/15/NCBR/2018 „SENSE”;



„Podfalone siatki MHCg jako aktywne zwierciadła dla nowej klasy kwantowych laserów kaskadowych z pionową wnęką rezonansową”

finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki grant OPUS nr 2019/33/B/ST7/02591;



**INFRASTRUKTURA
I ŚRODOWISKO**
NARODOWA STRATEGIA SPÓJNOŚCI



Politechnika Wroclawska

UNIA EUROPEJSKA
EUROPEJSKI FUNDUSZ
ROZWOJU REGIONALNEGO



Projekt „Międzyuczelniane Centrum Dydaktyczno-Technologiczne ‘TECHNOPOLIS’ we Wrocławiu”
współfinansowany przez Unię Europejską ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego
w ramach Programu Infrastruktura i Środowisko

„Międzyuczelniane Centrum Dydaktyczno-Technologiczne ‘TECHNOPOLIS’ we Wrocławiu” współfinansowanego przez Unię Europejską ze środków Europejskiego Funduszu Rozwoju Regionalnego w ramach Programu Infrastruktura i Środowisko nr UDA-POIS.13.01-021/09-00.

Mikołajowi,
Rodzicom, Bratu
i Przyjaciółom

Podziękowania

Chciałabym bardzo podziękować mojemu Promotorowi, **prof. dr hab. inż. Markowi Tłaczale**, za możliwość realizacji studiów doktoranckich w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii, za wprowadzenie w świat technologii MOVPE oraz za niezwykle optymizm, motywację i wszelką pomoc podczas redagowania rozprawy doktorskiej.

Pragnę osobno wyrazić wdzięczność mojej Promotorce pomocniczej, **dr inż. Beacie Ścianie**, za niesamowitą cierpliwość, za wspieranie mnie w trudnych momentach oraz bezcenne uwagi i sugestie w czasie realizacji studiów doktoranckich.

Ogromne podziękowania należą się także moim Koleżankom i Kolegom z Katedry Mikroelektroniki i Nanotechnologii, w szczególności, **dr inż. Mikołajowi Badurze**, **dr inż. Wojciechowi Dawidowskiemu**, **dr inż. Wojciechowi Kijaszkowi** i **dr inż. Damianowi Radziejewiczowi** za wspianą atmosferę w Zespole, uśmiech, każdą chwilę spędzoną przy procesie epitaksjalnym i pomiarach oraz tysiące godzin motywujących rozmów.

Pragnę serdecznie podziękować także Zespołom, z którymi mogłam współpracować podczas realizacji pracy doktorskiej:

- **prof. dr hab. inż. Tomaszowi Czyszanowskiemu**, **dr hab. inż. Maciejowi Demsowi** oraz **mgr inż. Mikołajowi Janczakowi z Politechniki Łódzkiej** za udostępnienie oprogramowania PLaSK, pomoc w napisaniu skryptów oraz ogromną wiedzę i poświęcony czas,

- zespołowi **dr hab. inż. Kamila Pierścińskiego z Sieci Badawczej Łukasiewicz – Instytutu Mikroelektroniki i Fizyki** za współpracę w ramach projektu „SENSE” oraz wykonanie technologii przyrządowej QCL,

- zespołowi **dr hab. inż. Włodzimierza Strupińskiego z firmy VIGO** za wykonanie rdzeni i warstw separujących kwantowych laserów kaskadowych.

Spis treści

Spis treści	1
Spis symboli i akronimów	4
Wstęp	7
1. Motywacja pracy	10
2. Kwantowe lasery kaskadowe	16
2.1 Konstrukcja kwantowych laserów kaskadowych	18
2.1.1. Rdzeń lasera	19
2.1.2. Warstwy falowodowe	20
2.1.2.1. Rola warstw separujących InGaAs	21
2.1.2.2. Rola warstw ograniczających	22
2.2. Kwantowy laser kaskadowy - podstawy działania	27
2.2.1. Przejścia międzypasmowe	27
2.2.2. Uwięzienie modowe	28
2.2.3. Straty falowodowe	29
2.3. Zastosowanie kwantowych laserów kaskadowych	31
2.3.1. Lasery kaskadowe w systemach komunikacji bezprzewodowej	31
2.3.2. Lasery kaskadowe w systemach detekcji gazów	33
2.3.3. Lasery kaskadowe w zastosowaniach medycznych	35
2.4. Cel pracy i zadania szczegółowe	37
3. Modelowanie laserów na bazie heterostruktury InP/InGaAs/AlInAs	39
3.1. Optymalizacja warstw falowodowych lasera kaskadowego dla długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$	42
3.1.1. Optymalizacja grubości warstw separujących	42
3.1.2. Modelowanie warstw ograniczających ze skokowym rozkładem domieszkowania	44
3.1.2.1. Optymalizacja parametrów obszaru A dla różnych grubości warstwy separującej	46
3.1.2.2. Modelowanie grubości warstwy separującej dla optymalnej grubości warstw ograniczających	51
3.1.2.3. Modelowanie parametrów obszaru B dla różnych grubości warstw separujących	52
3.1.3.1. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 500 nm	59
3.1.3.2. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 310 nm	61
3.1.4. Porównanie skokowego i gradientowego rozkładu domieszki	66
3.2. Optymalizacja warstw falowodowych lasera kaskadowego dla długości emisji $\lambda = 9 \mu\text{m}$	69
3.2.1. Optymalizacja grubości warstw separujących	70

3.2.2. Modelowanie warstw ograniczających ze skokowym rozkładem domieszkowania	72
3.2.2.1. Optymalizacja parametrów obszaru A dla różnych grubości warstw separujących.....	72
3.2.2.2. Modelowanie parametrów obszaru B dla różnych grubości warstw separujących.....	76
3.2.3. Modelowanie warstw ograniczających z gradientowym rozkładem domieszki	79
3.2.3.1. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 500 nm	81
3.2.3.2. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 390 nm	83
3.2.3.3. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 820 nm	85
3.2.3.4. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 1120 nm	88
3.2.3.5. Porównanie skokowego i gradientowego rozkładu domieszki.....	90
3.4. Zdefiniowanie optymalnych parametrów warstw falowodowych – projekt struktur laserowych	92
4.1. Techniki epitaksjalne.....	94
4.1.1. Epitaksja z wiązek molekularnych	94
4.1.2. Epitaksja z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych.....	97
4.2. Technologia struktury przyrządowej	102
5. Stosowane metody pomiarowe	105
5.1. Spektroskopia fotoluminescencyjna.....	105
5.2. Dyfrakcja rentgenowska wysokiej rozdzielczości.....	107
5.3. Elektrochemiczne profilowanie pojemnościowo-napięciowe	110
5.4. Spektroskopia Ramana.....	112
5.5. Mikroskopia sił atomowych	114
6. Realizacja technologiczna modelowanych struktur falowodowych.....	117
6.1. Technologia testowej heterostruktury rdzenia lasera o emisji 9 μm	118
6.1.1. Technologia warstw InGaAs oraz AlInAs dopasowanych sieciowo do InP.....	118
6.1.2. Technologia studni kwantowych InGaAs/AlInAs	125
6.1.3. Epitaksja zaprojektowanej heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP.....	129
6.1.4. Badanie wpływu temperatury osadzania górnego claddingu na parametry wytworzonego rdzenia.....	130
6.1.4.1 Wpływ temperatury wygrzewania rdzenia na widma fotoluminescencji	131
6.1.4.2. Wpływ temperatury wygrzewania rdzenia na widma Ramana i generowane naprężenia.....	134
6.2. Technologia warstw separujących InGaAs.....	140
6.3. Technologia warstw ograniczających na bazie InP:Si	141

6.3.1. Warstwy ograniczające ze skokowym profilem domieszkowania	142
6.3.2. Warstwy ograniczające z domieszkowaniem gradientowym	146
7. Pomiary parametrów użytkowych testowych struktur laserów kaskadowych	151
7.1. Struktury przyrządowe laserów QCL z modyfikacją górną warstwy ograniczającej	151
7.1.1. Projekt i modelowanie struktury epitaksjalnej QCL	152
7.1.2. Pomiary parametrów użytkowych wytworzonych struktur przyrządowych QCL	154
7.2. Struktury przyrządowe laserów QCL z gradientem domieszkowania w dwóch warstwach ograniczających	156
7.2.1. Projekt i modelowanie struktury epitaksjalnej QCL	156
7.2.2. Pomiary parametrów użytkowych wytworzonych struktur przyrządowych QCL	158
7.3. Analiza wpływu zaproponowanej nowej koncepcji falowodów gradientowych na parametry użytkowe laserów QCL	161
8. Podsumowanie i wnioski końcowe	163
Bibliografia	168

Spis symboli i akronimów

A – pole kontaktu elektrolit-półprzewodnik

α – całkowite straty falowodowe

α_{fc} – straty na wolnych nośnikach

α_m – straty na zwierciadłach

α_p – straty związane ze wzbudzeniem plazmonów powierzchniowych

AFM – mikroskopia sił atomowych AFM

a_s – potencjałem odkształcenia ścinającego

AS – spektroskopia Augera

α_{tot} – straty absorpcyjne

BH – struktury zagrzebane

C – pojemnością kondensatora płaskiego C

d_B – szerokość bariery studni kwantowej

δ – wskaźnik efektywności

d_{QW} – szerokość studni kwantowej

DBR – zwierciadło Bragga

$\Delta\Omega$ – przesunięciem ze względu na jednoosiową składową tensora naprężenia

$\Delta\Omega_H$ – przesunięcie ze względu na składową hydrostatyczną przyłożonego naprężenia

ε – stała dielektryczna

ε_∞ – stała dielektryczna InP dla dużych częstotliwości

ε_0 – przenikalność elektryczna próżni

ε_R – względna przenikalność elektryczna półprzewodnika

E_c – krawędź pasma przewodnictwa

EL – elektroluminescencji

ES – spektroskopia elipsometryczna

E_v – krawędź pasma walencyjnego

ECV – elektrochemiczne profilowanie pojemnościowo-napięciowe

FIR – daleka podczerwień

FSO – bezprzewodowa komunikacja optyczna

FWHM – szerokość połówkową piku

γ – parametrem Grüneisena

γ_t – współczynnik tłumienia

g_{th} – optyczne wzmocnienie progowe

Γ – tłumienie dodatkowego oscylatora Lorentza opisującego absorpcję fononów o częstotliwości ω_f

Γ_E – współczynnik uwięzienia modu
H – grubość warstwy separującej
HRXRD – wysokorozdzielcza dyfrakcja rentgenowska
ICL – międzypasmowy laser kaskadowy
IT – technologia informacyjna
 j_{th} – gęstość prądu progowego
KMiN – Katedra Mikroelektroniki i Nanotechnologii
 λ – długość fali
LED – dioda elektroluminescencyjna
LI – interferometria laserowa
LO – optyczne fonony podłużne
L – długość rezonatora
LWIR – długofalowa podczerwień
MBE – epitaksja z wiązek molekularnych
 m^* – efektywna masa elektronu
MFC – regulator przepływu masy MFC
MIR – średnia podczerwień
MOVPE – epitaksja z fazy gazowej z użyciem związków metaloorganicznych
MQW – wielokrotne studnie kwantowe
 n^* – zespolony współczynnik załamania
N – koncentracja swobodnych nośników
 n_{eff} – efektywny współczynnik załamania światła
 n_m – część rzeczywista współczynnika załamania warstwy metalicznej
 n_d – część rzeczywista współczynnika załamania warstwy dielektrycznej
NIR – bliska podczerwień
 ω – częstotliwość
 ω_f – częstotliwość dodatkowego oscylatora Lorentza opisującego absorpcję fononów o częstotliwości ω_f
 ω_p – częstotliwość plazmoniczna
PECVD – chemiczne osadzanie z fazy gazowej ze wspomaganie plazmowym
PL – fotoluminescencja PL
QCL – kwantowy laser kaskadowy
QW – studnia kwantowa
RAS – odbiciowa spektroskopia anizotropii
REMS – spektroskopia Augera, odbiciowa spektroskopia masowa
RHEED – odbiciowa dyfrakcja wysokoenergetycznych elektronów

RIE – reaktywne trawienie jonowe

R_s – rezystancja szeregową

R_q – chropowatość powierzchni

σ – wartość naprężenia

S – siła dodatkowego oscylatora Lorentza opisującego absorpcję fononów o częstotliwości ω

S_{11} , S_{12} – składowe tensora odkształcenia charakterystyczne dla badanych materiałów

STM – skaningowy mikroskop tunelowy

SWIR – krótkofalowa podczerwień

τ – czas życia nośnika

TEM – transmisyjny mikroskop elektronowy

TO – optyczne fonony poprzeczne

UHV – ultra wysokiej próżni

VCSEL – laser o emisji powierzchniowej z pionową wnęką rezonansową

$V_{H_2/TMAI}$ – przepływu gazu nośnego (wodoru) przez saturator TMAI

$V_{H_2/TMGa}$ – przepływu gazu nośnego (wodoru) przez saturator TMGa

$V_{H_2/TMIn}$ – przepływu gazu nośnego (wodoru) przez saturator TMIn

WEFiM – Wydział Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów

XPS – spektroskopia fotoelektronów wzbudzanych promieniowaniem rentgenowskim

x_z – głębokość obszaru zubożonego

Wstęp

Rozwój optoelektroniki w znacznym stopniu uwarunkowany jest zapotrzebowaniem rynku na detektory i źródła promieniowania, które pracują w różnym zakresie długości fali, czy wyższych temperaturach. Postęp ten jest ściśle związany z rozwojem w obszarze technologii informacyjnych IT (ang. *information technology*, IT), w którym kluczową rolę odgrywają systemy przekazu i magazynowania informacji. Wzajemne oddziaływanie tych dwóch dziedzin wymusza intensyfikację badań prowadzących do opracowania nowych, bardziej wydajnych elementów układów opto- i mikroelektronicznych. To z kolei wpływa na znaczący postęp w produkcji nowszej generacji elementów składowych, niezbędnych do rozwoju IT, w tym systemów światłowodowych, a w szczególności emiterów, które w tych układach odgrywają kluczową rolę. Prowadzi to do zwiększenia ilości badań, głównie w zakresie zaawansowanych źródeł światła, które muszą spełniać szereg wymagań jak: ściśle zdefiniowana linia emisyjna, praca w różnych zakresach częstotliwościowych oraz większa moc. Dodatkowo, istotny jest także tryb pracy – praca ciągła, lub impulsowa, stabilizacja linii emisyjnej i ograniczenie niepożądanego migotania światła laserowego oraz praca urządzenia w podwyższonych temperaturach.

Dostępne na rynku źródła światła można sklasyfikować na kilka sposobów m.in. ze względu na długość emitowanej fali, konstrukcję i konfigurację struktury, mechanizm generacji promieniowania, czy obszaru zastosowania. Głównymi emiterami wykorzystywanymi w optoelektronice są półprzewodnikowe: diody elektroluminescencyjne (ang. *Light Emitting Diode*, LED) – oparte na emisji spontanicznej i lasery – działające na zasadzie emisji wymuszonej.

Zaprezentowana klasyfikacja pokazuje jak bardzo rozbudowana jest półprzewodnikowa technologia tego rodzaju emiterów. Obecnie półprzewodnikowe źródła promieniowania pokrywają szeroki zakres spektralny od ultrafioletu po mikrofałe, dzięki czemu znajdują zastosowanie w wielu obszarach nie tylko nauki, ale także życia codziennego. Na szczególną uwagę zasługują kwantowe lasery kaskadowe, które pracują niemal w całym zakresie podczerwieni. Tak szeroki obszar spektralny implikuje olbrzymie możliwości aplikacyjne, przez co lasery kaskadowe znajdują zastosowanie w wielu dziedzinach życia. W tabeli 1 przedstawiono przykładową klasyfikację badanych i dostępnych na rynku półprzewodnikowych źródeł promieniowania.

Tabela 1. Przykładowa klasyfikacja półprzewodnikowych diod elektroluminescencyjnych i laserów.

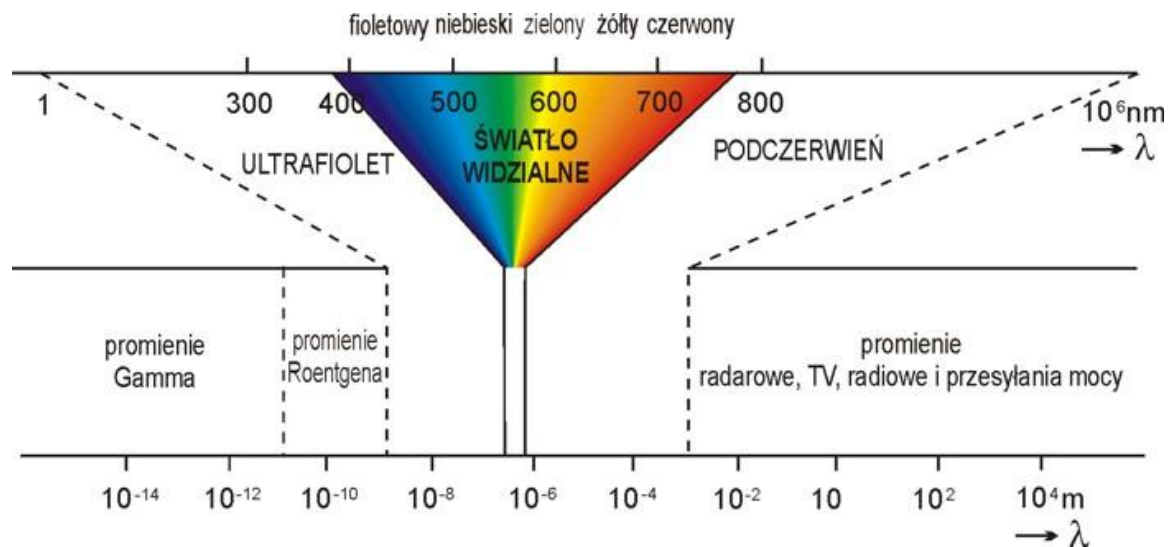
DIODA ELEKTROLUMINESCENCYJNA	LASER
Ze względu na sposób wyprowadzenia światła, kształt wiązki, parametry emitowanego światła	
	<u>Lasery krawędziowe z poziomym rezonatorem:</u>
Emisja powierzchniowa (SE-LED)	– Homozłączone HJ
Emisja z krawędzi (E-LED)	– Z pojedynczym heterozłączeniem SH
Diody superluminescencyjne (SLD)	– Z podwójnym heterozłączeniem DH
Diody laserowe (LD)	– Z wbudowanym falowodem
Z efektem RCE (RCE LED)	– Z falowodem wzmocnieniowym
O wysokiej jaskrawości (HB-LED)	– Z rozłożonym sprzężeniem zwrotnym: Distributed Feedback (DFB)
Wykorzystujące kryształ fotoniczny (PhC-LED)	– Z rozłożonymi zwierciadłami Bragga: Distributed Bragg reflector (DBR)
	– Paskowe standardowe (~10 μm)
	– Z szerokim pasmem (>20 μm)
	– Z wąskim pasmem (~3 μm)
	<u>Lasery z pionowym rezonatorem o emisji powierzchniowej:</u> VCSEL
Ze względu na zakres spektralny	
Ultrafiolet: UV LED	Ultrafiolet: UV
Głęboki UV: DUV LED	Głęboki UV: DUV
Podczerwień: IR LED	Podczerwień – bliską, średnią i daleką
Światło widzialne (jeden kolor)	Zakres widzialny (jeden kolor)
Światło białe: RGB LED, na bazie luminoforu	
Ze względu na zastosowanie	
Wskaźniki, znaczniki, wyświetlacze	Czujniki
LED-y oświetleniowe	Medycyna
Telekomunikacja	Produkcja
Czujniki	Telekomunikacja
Motoryzacja	Militaria
Fototerapia	Free Space Optics
	Spektroskopia
Rodzaj złącza	Obszar czynny
Homozłączone LEDy	Pojedyncze/wielokrotne studnie kwantowa SQW, MQW
Heterozłączone LEDy	Supersieci - SLs (Superlattices)
– 3D LED	Druty kwantowe - QWr (Quantum Wires)
– 2D LED (SQW, MQW)	Kropki kwantowe - QDs (Quantum Dots)
– 1D LED (QWR)	Kropki w studni kwantowej - DWELL (Dot-in-a-Well)
– 0D LED (QD)	Kreski kwantowe - QDashes (Quantum Dashes)
Rodzaj przejść optycznych	
Przejścia międzypasmowe	Lasery bipolarne – przejścia międzypasmowe VCSEL, ICL
	Lasery unipolarne – przejścia wewnątrzpodpasmowe QCL
Sposób pracy, zasilanie	
Zasilanie prądem stałym	Pompowane optycznie lub elektrycznie
	Pracujące w sposób ciągły lub impulsowy

Przedmiotem przedstawionej rozprawy doktorskiej jest propozycja nowatorskiej konstrukcji falowodu kwantowego lasera kaskadowego na bazie heterostruktur InGaAs/AlInAs/InP, wytwarzanych techniką LP-MOVPE, które są przedmiotem prac badawczych prowadzonych w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii na Wydziale Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów Politechniki Wrocławskiej. Realizacja celu pracy wymaga przeprowadzenia wnikliwego modelowania różnych konfiguracji falowodów, zapewniających maksymalne ograniczenie modu, przy minimalizacji strat optycznych oraz weryfikacji technologicznej przyjętych założeń projektowych.

1. Motywacja pracy

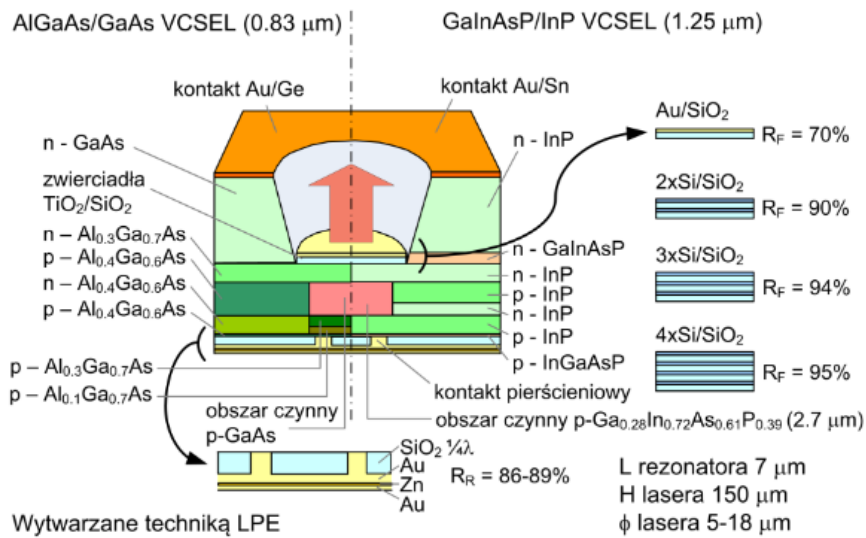
Na przestrzeni ostatnich kilkudziesięciu lat obserwuje się znaczący wzrost zainteresowania emiterami średniej (ang. *mid infrared*, MIR) i dalekiej podczerwieni (ang. *far infrared*, FIR) [1-11]. Podczerwień obejmuje szeroki zakres promieniowania elektromagnetycznego od światła widzialnego aż po mikrofałe. Z tego powodu została podzielona na trzy główne grupy:

- bliska podczerwień (ang. *Near Infrared*, NIR) – od 750 nm do 2 μm ,
- średnia podczerwień – od 2 μm do 15 μm ,
- daleka podczerwień – od 15 μm do 1 mm.



Rys. 1.1. Widmo elektromagnetyczne – podział ze względu na długości fali.

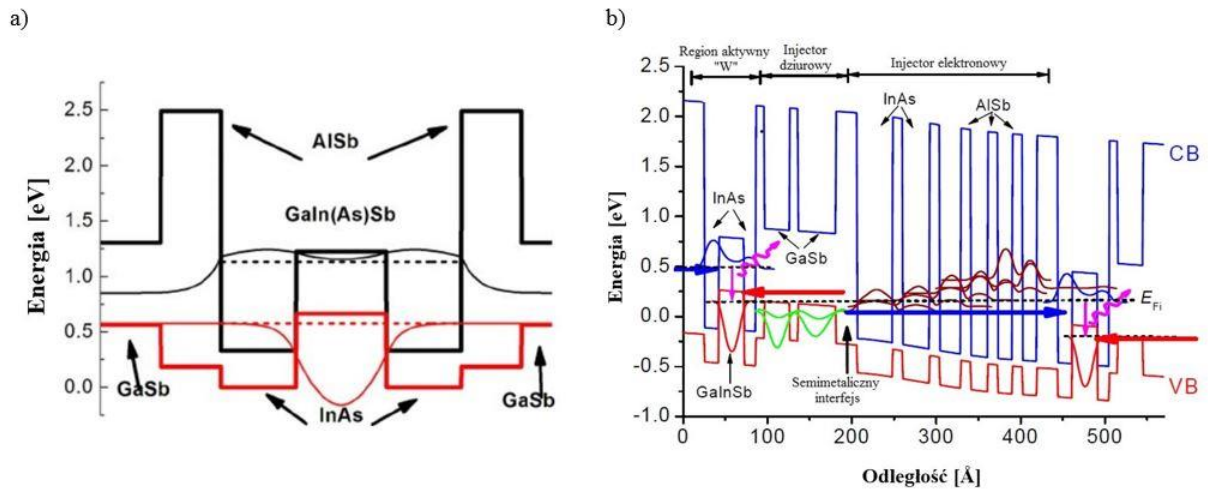
Podstawowymi emiterami w zakresie bliskiej podczerwieni są lasery o emisji powierzchniowej z pionową wnęką rezonansową (ang. *Vertical Cavity Surface-Emitting Lasers*, VCSEL) [12]. Wnęką rezonansową składa się z dwóch zwierciadeł Bragga (ang. *Distributed Bragg Reflector*, DBR), między którymi znajduje się obszar aktywny. Przykładowy schemat budowy lasera VCSEL zaprezentowano na rysunku 2.2. W większości lasery VCSEL są zasilane źródłem o mocy kilkudziesięciu mW, zaś ich moc wyjściowa mieści się w zakresie od pół do kilku mW albo więcej, w wypadku matryc złożonych z laserów VCSEL [13]. Najczęściej źródła te wytwarzane są na bazie heterostruktur GaAs/AlGaAs, emitują promieniowanie z zakresu NIR: 750-980 nm [14].



Rys. 1.2. Schemat budowy wraz z najważniejszymi elementami konstrukcyjnymi pierwszych laserów VCSEL [15]

Stosując układ materiałowy GaInAsP/GaAs lub InAlGaAsP/InP możliwa jest emisja dłuższych fal do ok. 2 μm [16,17]. Powszechnie lasery VCSEL stosuje się w komunikacji optycznej jako nadajniki, ale znajdują także zastosowanie w obszarze biomedycznym czy jako czujniki gazów [18-20].

Kolejną grupą emiterów są międzypasmowe lasery kaskadowe (ang. *Interband Cascade Laser*, ICL), których promieniowanie obejmuje krótsze fale z zakresu 2,7 – 6 μm [21-29] i jest ściśle związane z geometrią oraz konfiguracją studni kwantowych. Pierwszą koncepcję emitiera ICL zaproponował w 1994 roku Rui Q. Yang z Uniwersytetu w Toronto [30]. Obszary aktywne międzypasmowych laserów kaskadowych są najczęściej heterostrukturami drugiego rodzaju (typu II), o konfiguracji struktury pasmowej typu „W”. Lasery te opierają się głównie o związki binarne AIII BV takie jak: arsenek indu (InAs), antymonek galu (GaSb), antymonek aluminium (AlSb) i roztwory stałe tych materiałów w postaci związków potrójnych lub poczwórnych. Jak sama nazwa wskazuje, że są to lasery wykorzystujące przejścia międzypasmowe, między pasmem przewodnictwa (studniami dla elektronów) jednego materiału (najczęściej InAs) oraz pasmem walencyjnym (studniami dla dziur) innego materiału (zwykle GaSb lub GaInSb, także GaIn(As)Sb). Składają się z kaskad – zwykle 8 ÷ 25, w których znajdują się oba rodzaje nośników. W regionie kaskadowym, na każdym etapie kaskady cienkie warstwy na ogół z InAs działają jako warstwy studni kwantowej (ang. *Quantum Well*, QW) dla elektronów i barier dla dziur. Warstwy GaSb (lub GaInSb) działają odwrotnie, jako studnie dla dziur i bariery dla elektronów, podczas gdy warstwy AlSb spełniają rolę zewnętrznej bariery zarówno dla elektronów, jak i dziur. Schemat pasmowy pojedynczej kaskady w typowym międzypasmowym laserze kaskadowym przedstawiono na rysunku 1.3b [31,32].



Rys. 1.3. a) Diagram przerwy wzbronionej i przesunięcia pasma dla asymetrycznych AlSb/InAs/GaSb QWs [31] b) Schemat pasmowy pojedynczej kaskady w typowym międzypasmowym laserze kaskadowym [32].

Lasery te są idealnymi emiterami do spektroskopii MIR, stosuje się je zarówno do detekcji gazów takich jak metan [33], czy formaldehyd [34], ale także w przyrządach lotniczych i balonowych na dużych wysokościach do pomiaru poziomu zanieczyszczenia związkami CH₄ i HCl w stratosferze [35].

Najbardziej złożonym emiterem podczerwieni, jednocześnie najbardziej zaawansowanym od strony konstrukcyjnej i technologicznej, jest z pewnością kwantowy laser kaskadowy (ang. *Quantum Cascade Laser*, QCL). Tego typu laser zbudowany jest przede wszystkim z rdzenia, składającego się z setek cienkich warstw, spełniającego rolę emitera oraz warstw ograniczających rdzeń, zapewniających uwięzienie modu laserowego w obszarze aktywnym. Schemat budowy typowego lasera QCL przedstawiono na rysunku 1.4.

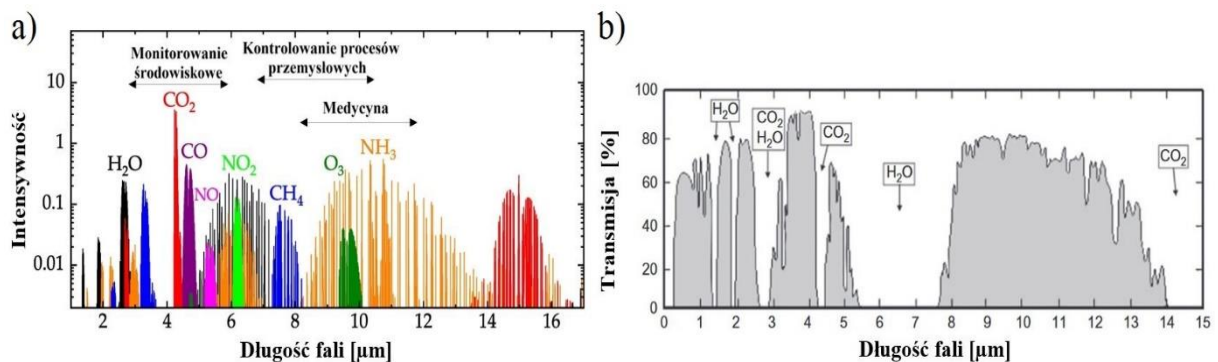


Rys. 1.4. Schemat konstrukcji typowego lasera QCL.

Podobnie jak w strukturze ICL składa się on z kilkadziesiątu kaskad (każda kaskada to jeden emiter), jednak emisja wywołana jest przejściami wewnątrzpodpasowymi w obrębie pasma przewodnictwa. W związku z tym bazuje on tylko na jednym typie nośników – elektronach. Taka konstrukcja i charakter przejść optycznych powodują, że w laserach QCL wyeliminowano kilka znaczących problemów, istniejących w emiterach ICL.

Przed wszystkim QCL wytwarzane są z lepiej zbadanych i opracowanych technologicznie heterostruktur takich jak GaAs/AlGaAs, czy InGaAs/AlInAs/InP. To znacząco ułatwia tworzenie nowych konstrukcji obszaru aktywnego, pracującego w bardzo szerokim zakresie spektralnym, który tak jak w laserach ICL ściśle zależy od geometrii studni kwantowych i barier. Dodatkowo możliwe są: ograniczenie niepromienistej rekombinacji Auger, dzięki przejściom optycznym w obrębie tego samego pasma z udziałem jednego rodzaju nośników, radykalne zmniejszenie strat optycznych na swobodnych nośnikach oraz znacząca poprawa wydajności napięciowej wzdłuż kaskady, co wpływa na zmniejszenie rezystancji szeregowej przyrządu [36].

Kwantowe lasery kaskadowe, pomimo wyjątkowo wyrafinowanej konstrukcji oraz złożonej technologii są dostępne na rynku i znajdują zastosowanie w wielu dziedzinach życia. Charakteryzują się bardzo wąską linią emisyjną, stosunkowo dużą mocą i możliwością pracy jednomodowej. Dzięki temu sygnał optyczny jest prawie niezaszumiony, co daje możliwość uzyskania jednoznacznej odpowiedzi w układach detekcyjnych. To z kolei powoduje, że QCL jest chętnie stosowany w układach spektroskopowych. Ze względu na dobre dopasowanie linii emisyjnych z wąskimi liniami absorpcyjnymi wielu związków chemicznych są wykorzystywane w wysoko czułych i selektywnych analizatorach gazów, czy monitorowaniu śladowych zanieczyszczeń w atmosferze (Rys. 1.5a) [37-39]. W medycynie służą m.in. w nieinwazyjnej diagnostyce chorób np. z wydychanego powietrza [40-47], chirurgii [48,49], okulistyce [50,51], czy do wczesnego wykrywania chorób onkologicznych [52-56].



Rys. 1.5. a) Linie absorpcyjne różnych związków chemicznych oraz b) transmisja atmosfery ziemskiej w zakresie średniej podczerwieni [57].

Dodatkowo warto uwzględnić, że w zakresie średniej podczerwieni mamy do czynienia z obszarami o bardzo wysokim poziomie transmisji atmosfery ziemskiej tzw. oknami atmosferycznymi, które pokazano na rysunku 1.4b. Okna te, obejmujące trzy zakresy spektralne: 2–2,5 μm , 3–5 μm i 8–12 μm , są powszechnie definiowane, jako odpowiednio pasmo I, pasmo II i pasmo III MIR. W literaturze naukowej często można spotkać się z określeniem III pasma w odniesieniu do długofalowego zakresu podczerwieni, w szczególności przez grono naukowców zajmujących się fotodetektorami MIR. Okna atmosferyczne w tym zakresie długości fal były od dawna wykorzystywane w przemyśle zbrojeniowym i obronności do obrazowania w podczerwieni, wyznaczania odległości, celowania, namierzania czy w telekomunikacji optycznej w wolnej przestrzeni (ang. *Free Space Optics*, FSO) [58-62].

Kwantowe lasery kaskadowe są używane także w przemyśle [63]. Znajdują zastosowanie np. w analitycznym oznaczaniu białka mleka krowiego, które jest ważne nie tylko w sektorze spożywczym [64]. Emitery QCL stosuje się również przy produkcji kwasu siarkowego H_2SO_4 w układzie wysokoczułego spektrometru laserowego do jednoczesnej detekcji dwutlenku siarki (SO_2), trójtlenku siarki (SO_3) i wody [65]. Tego typu spektrometr oparty jest na kwantowym laserze kaskadowym o emisji 7,16 μm , który umożliwia jednoczesny pomiar wszystkich trzech w/w składników w jednym przemiataniu częstotliwości [66].

Ilość zalet oraz możliwości aplikacyjne sprawiają, że kwantowy laser kaskadowy jest obecnie głównym obiektem zainteresowań wielu grup i ośrodków badawczych na całym świecie. Jednak wymagana subnanometrowa dokładność wytwarzania poszczególnych warstw na dużej powierzchni podłoża epitaksjalnego stawia przed naukowcami wiele wyzwań, zarówno technologicznych, jak i pomiarowych. Wyjątkowo istotna jest optymalizacja procesów technologicznych i jednoczesna, precyzyjna charakteryzacja wykonanych struktur metodami o nanometrowej rozdzielczości oraz wnikliwa analiza uzyskanych wyników, co powinno być poprzedzone serią symulacji teoretycznych. Dzięki skorelowaniu wyników modelowania z technologią i pomiarami wytworzonych struktur testowych możliwa jest poprawa parametrów użytkowych lasera np. zwiększenie uwięzienia modowego Γ_E oraz zmniejszenie strat na swobodnych nośnikach, a także redukcja rozmiarów struktury epitaksjalnej, co znacząco ogranicza np. naprężenia spowodowane długim procesem jej krystalizacji. Cały proces wytwarzania kwantowego lasera kaskadowego jest więc bardzo złożony i wymaga wielu etapów konstrukcyjno-technologicznych – zaczynając od projektu, przez modelowanie, optymalizację technologii, wytworzenie struktury a kończąc na montażu lasera w obudowie.

Obecnie, dostępne źródła promieniowania nie pokrywają całkowicie oczekiwań rynku odbiorców, który potrzebuje emiterów o różnych mocach, czy liniach spektralnych, dlatego

konieczne jest doskonalenie już istniejących konstrukcji. Istotnym aspektem konstrukcyjnym każdego lasera, w tym struktur QCL, jest uzyskanie maksymalnego uwięzienia modu w falowodzie, czyli współczynnika Γ_E (tzw. współczynnik uwięzienia modowego) o wartości bliskiej 1 oraz zapewnienie możliwie najmniejszych strat falowodowych α i optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , które decydują o prądzie progowym j_{th} . Wspomniane parametry zależą od optymalnych rozwiązań konstrukcyjno-materiałowych zarówno obszaru rdzenia jak i warstw ograniczających, a także stopnia opanowania technologii złożonej heterostruktury falowodu lasera.

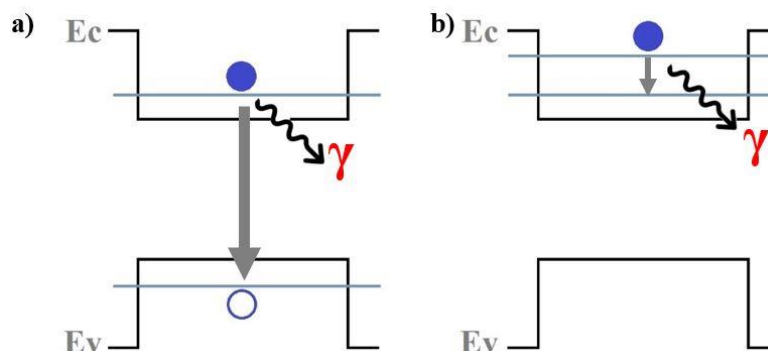
Bazując na wynikach dotychczasowych prac badawczych, prowadzonych przez Autorkę w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii (KMiN) Wydziału Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów (WEFiM) PWr oraz na danych literaturowych, w ramach niniejszej pracy zdecydowano się przeprowadzić następujące badania:

- modelowanie struktur lasera QCL na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP dla standardowej i nowej koncepcji domieszkowania warstw ograniczających, odpowiednio ze skokowym i gradientowym profilem rozkładu domieszki donorowej,
- wykonanie szeregu struktur testowych, niezbędnych do opracowania technologii poszczególnych warstw epitaksjalnych lasera QCL,
- opracowanie technologii epitaksjalnego wzrostu nowej koncepcji falowodów, zawierających warstwy ograniczające o gradientowym rozkładzie domieszki,

2. Kwantowe lasery kaskadowe

Kwantowe lasery kaskadowe to najbardziej złożone oraz zaawansowane technologicznie i konstrukcyjnie źródła promieniowania, emitujące w zakresie średniej oraz dalekiej podczerwieni [67,68]. Główną częścią lasera odpowiadającą za emisję jest rdzeń, składający się z setek a nawet tysięcy cienkich warstw o grubościach na poziomie $0,1 \div 10$ nm [69]. Dodatkowo z obu stron rdzeń jest ograniczony warstwami o grubości rzędu kilku mikrometrów, których zadaniem jest uwięzienie jak największej części podstawowego modu laserowego w obszarze rdzenia (co definiuje współczynnik uwięzienia modu Γ_E), przy jednocześnie możliwie najmniejszych stratach na swobodnych nośnikach ładunku (elektronach) [70].

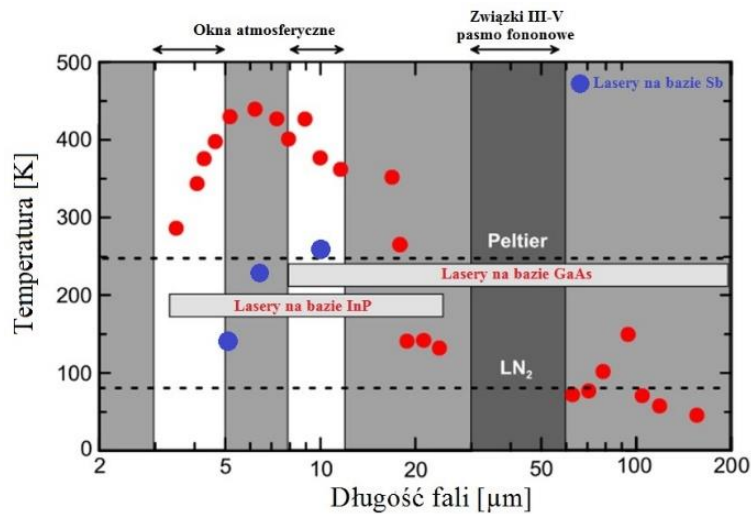
Lasery QCLs to przyrządy unipolarne, co oznacza, że udział w procesach wymiany energetycznej bierze tylko jeden rodzaj nośników – elektrony. Choć teoretycznie udowodniono, że istnieje możliwość uzyskania emisji wyłącznie z udziałem dziur, to nie wykonano dotąd przyrządów, pracujących z tym rodzajem nośników [71-73]. W porównaniu do laserów bimolekularnych, (Rys.2.1a) emisja promieniowania w QCL oparta jest na przejściach wewnątrzpodpasmowych w obrębie pasma przewodnictwa (Rys.2.1b) [74].



Rys. 2.1. a) Międzypasmowa rekombinacja promienista elektronu z pasma przewodnictwa (E_c) z dziurą z pasma walencyjnego (E_v) – emitowana długość determinowana przez przerwę energetyczną.
b) Wewnątrzpodpasmowe promieniste przejście elektronu pomiędzy skwantowanymi stanami elektronowymi pasma przewodnictwa – emisja fal z szerokiego zakresu od 3 do 150 μm , zależna od geometrii studni kwantowych obszaru czynnego.

W tego typu strukturze długość emitowanej fali praktycznie nie zależy od zastosowanych materiałów, a jest ściśle związana z geometrią układu studni kwantowych [75-78]. Ta zależność umożliwia uzyskanie szerokiego spektrum emisji bez konieczności zmiany bazy materiałowej, co daje ogromną przewagę QCL nad innymi emiterami podczerwieni.

Powszechnie w konstrukcjach QCL wykorzystywane są heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP oraz GaAs/AlGaAs, chociaż stosuje się również układy materiałowe oparte na antymonkach (Rys.2.2) [79,80].



Rys. 2.2. Zależność temperatury pracy laserów QCL na bazie InP, GaAs i Sb od długości emitowanej fali.

Niezwykle złożona i skomplikowana budowa QCL wymaga bardzo precyzyjnych metod wytwarzania tych struktur, z subnanometrową dokładnością. Technikami, zapewniającymi atomową precyzję kontroli składu i grubości heterostruktur związków wieloskładnikowych są metody epitaksjalne. Najczęściej stosowane są epitaksja z wiązek molekularnych (ang. *molecular beam epitaxy*, MBE) [81-83] oraz epitaksja z fazy gazowej z użyciem związków metaloorganicznych (ang. *metalorganic vapour phase epitaxy*, MOVPE) [84,85]. Techniki te umożliwiają wytworzenie wszystkich elementów struktury QCL tzn. rdzenia, warstw ograniczających i podkontaktowych. Krystalizacja struktury epitaksjalnej to tylko jeden z etapów wytwarzania finalnego przyrządu, ale najważniejszy i decydujący o poprawnej pracy lasera.

Kolejnymi etapami technologii przyrządowej są: wytrawienie falowodów grzbietowych (procesy trawienia mokrego lub suchego), naniesienie warstw dielektrycznych i metalizacji kontaktów, bonding a następnie zamontowanie urządzenia w obudowie. Ważnym problemem w trakcie pracy lasera jest stabilizacja temperatury rdzenia. W celu poprawy odprowadzenia ciepła z obszaru aktywnego stosuje się między innymi tzw. struktury zagrzebane (ang. *buried heterostructure*, BH), [86]. Dokładny opis procesu wytwarzania kwantowych laserów kaskadowych zostanie omówiony w rozdziale 4.

2.1 Konstrukcja kwantowych laserów kaskadowych

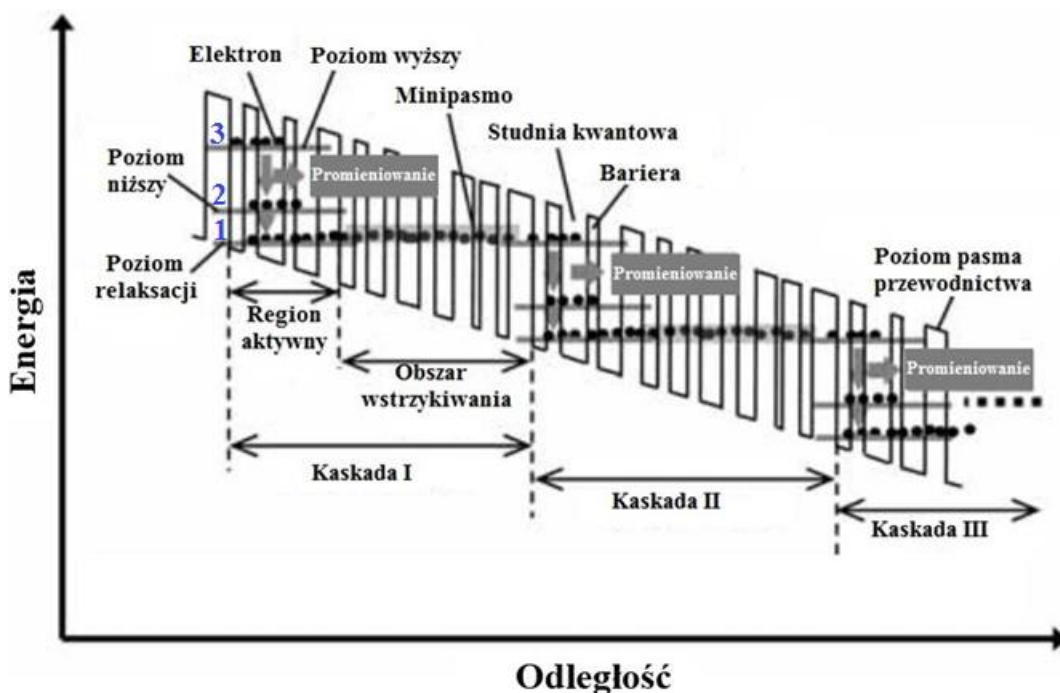
Konstrukcja kwantowego lasera kaskadowego jest wyjątkowo skomplikowana, zarówno pod względem projektowym jak i technologicznym. Jak już wcześniej wspomniano, struktura epitaksjalna QCL składa się z setek, a czasami nawet tysięcy warstw o różnej grubości z zakresu od $k \times 1 \text{ \AA}$ (rdzeń) do $k \times 1 \text{ \mu m}$ (warstwy ograniczające). Kaskadowy charakter generacji promieniowania umożliwia emisję wielu fotonów przez jeden elektron, co pozwala laserom kaskadowym na uzyskanie znacznie wyższych mocy w stosunku do emiterów bipolarnych. Dodatkowo, obecność tylko jednego rodzaju nośników (elektronów) eliminuje większość niekorzystnych procesów rekombinacji niepromienistej.

W konstrukcji kwantowego lasera kaskadowego można wyróżnić kilka obszarów, z których każdy spełnia określoną funkcję. Pierwszym z nich jest warstwa ograniczająca, która osadzana jest bezpośrednio na podłożu (czasami funkcję jej przejmuje same podłoże) i odpowiada za utrzymanie efektu falowodowego. Na niej znajduje się warstwa separująca, której celem jest zapewnienie odpowiedniego kontrastu współczynnika załamania w stosunku do współczynnika załamania rdzenia. Kolejnym i zarazem najważniejszym obszarem jest rdzeń kwantowego lasera kaskadowego, odpowiedzialny za emisję promieniowania. Na rdzeniu powtórzona jest symetrycznie sekwencja – warstwa separująca i warstwa ograniczająca. Kończącym etapem osadzania struktury QCL jest krystalizacja wysokodomieszkowanej (na poziomie $\sim 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) warstwy podkontaktowej typu n na bazie InP bądź InGaAs. Jej zadaniem jest zapewnienie dobrego kontaktu omowego do metalizacji kontaktu paskowego.

Już na etapie projektu należy uwzględnić bazę materiałową, grubość i skład poszczególnych warstw oraz możliwości dostępnej technologii. Kolejnym krokiem jest przeprowadzenie serii symulacji teoretycznych, wprowadzających pewne zmiany we wstępnych założeniach projektu, dzięki czemu możliwa jest optymalizacja parametrów użytkowych lasera: optycznych (np. zwiększenie współczynnika uwięzienia modu Γ_E), elektrycznych (np. zmniejszenie rezystancji urządzenia) oraz termicznych (np. efektywniejsze odprowadzenie ciepła z obszaru rdzenia).

2.1.1. Rdzeń lasera

Rdzeń kwantowego lasera kaskadowego jest najbardziej złożonym elementem struktury QCL, jego najcieńsze warstwy są rzędu kilku Å, a najgrubsze kilku nm. Rdzeń składa się z kilkudziesięciu powtórzeń identycznych kaskad. Każda kaskada składa się z obszaru aktywnego (relaksacji wstrzykniętego elektronu - generacja promieniowania), złożonego z wielokrotnych studni kwantowych oraz z obszaru wstrzykiwania (supersieci), którego głównym zadaniem jest transport (wstrzyknięcie elektronu) do kolejnej kaskady, wykorzystując zjawisko rezonansowego tunelowania. Schemat pasmowy kilku kaskad w typowym kwantowym laserze kaskadowym pokazano na rysunku 2.3.



Rys. 2.3. Schemat pasmowy kilku kaskad w typowym kwantowym laserze kaskadowym. [87]

Obszar aktywny jest na ogół trójpoziomowy, a inwersja obsadzeń uzyskiwana jest, gdy czas życia dla przejścia laserowego $3 \rightarrow 2$ jest dłuższy od czasu życia elektronów na poziomie 2. Elektrony są wstrzykiwane (zgodnie z polaryzacją struktury) od lewej do prawej i emitują foton w każdej kaskadzie. Obszar wstrzykiwania elektronów składa się ze studni kwantowych, rozdzielonych bardzo cienkimi barierami, tworząc strukturę supersieci. W wyniku zastosowania struktury supersieciowej stany elektronowe rozciągają się na wiele warstw i tworzą wąskie minipasma energetyczne, oddzielone miniprzzerwami (przerwa między dwoma minipasmami) o szerokości rzędu 100 meV i znikomej gęstości stanów. Miniprzewra zapobiega tunelowaniu elektronów poza podpasmo 2. Prostopadle do heterostruktury elektrony mogą się swobodnie poruszać. Liczba stanów w minipaśmie jest równa liczbie studni kwantowych. Stany supersieci są poszerzane przez procesy rozpraszania i chropowatość

powierzchni interfejsów [88]. Najcieńsza studnia w obszarze aktywnym zwiększa tunelowanie elektronów z obszaru wstrzykiwania do stanu wyższego. W supersieci stosowanej w kwantowym laserze kaskadowym grubości warstw studni i barier zmieniają się wzdłuż osi supersieci. W związku z tym zmienia się również energia punktu zerowego, szerokości minipasm i szerokości miniprzzerw. Górna granica minipasma ogranicza maksymalną energię, jaką elektron może osiągnąć w polu statycznym, a miniprzerwa zapobiega ucieczce wzbudzonych elektronów z obszaru wzmocnienia [89].

Laser QCL może być zaprojektowany do emitowania fal o różnych długościach przez odpowiedni dobór grubości warstw regionu aktywnego. Na etapie projektowania rdzenia lasera należy uwzględnić kilka istotnych czynników:

- częstotliwość (długość fali) promieniowania laserowego oraz temperaturę pracy urządzenia,
- szacunkową wielkość wzmocnienia promieniowania propagującego się w obszarze aktywnym lasera QCL,
- wartość przyłożonego pola elektrycznego, najczęściej rzędu $k \times 10$ kV/cm, co znacząco wpływa na przejścia optyczne w obszarze aktywnym. Energia przejść musi odpowiadać projektowanej długości fali, a ich prawdopodobieństwo (całka przekrycia) powinno być jak największe,
- ilość planowanych kaskad w obszarze rdzenia.

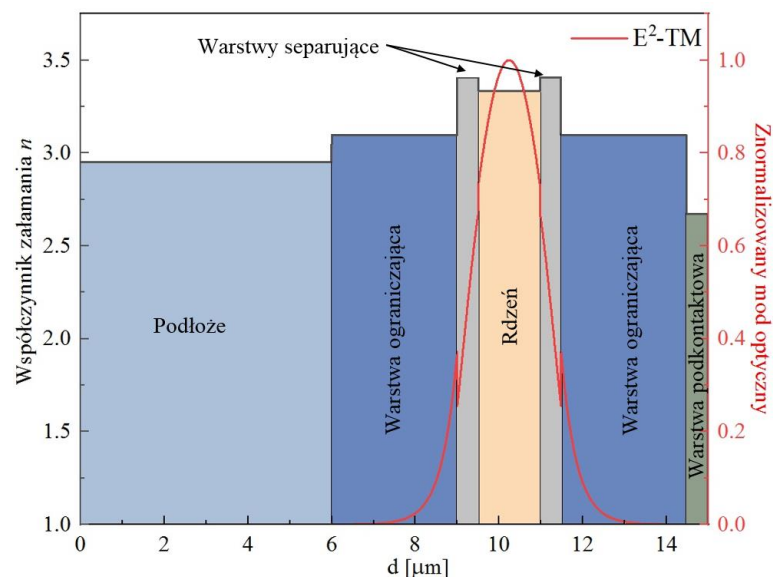
2.1.2. Warstwy falowodowe

Optymalizacja konstrukcji przyrządów mikrofalowych i światłowodowych wymaga znajomości charakterystyk propagacji sygnału i rozkładów pól elektrycznych, i magnetycznych oraz ich zależności od parametrów technologicznych, które decydują o charakterystykach użytkowych przyrządu. Istniejąca baza metod modelowania numerycznego umożliwia teoretyczną analizę falowodów, optymalizację ich konstrukcji i przewidywania charakterystyk użytkowych rozważanego przyrządu. Czasami taka optymalizacja wymaga stworzenia nowego narzędzia do modelowania. W literaturze przedmiotu, jako falowód lasera QCL określa się zarówno rdzeń, jak i warstwy separujące oraz ograniczające, które w całości odpowiadają za prowadzenie promieniowania w strukturze i maksymalne ograniczenie modu laserowego w obszarze rdzenia. Natomiast, jako warstwy falowodowe określa się głównie warstwy separujące oraz ograniczające. Taką terminologię przyjęto podczas symulacji prowadzonych w ramach rozprawy doktorskiej.

Lasery QCL to fascynujące przyrządy, łączące aspekty z różnych dziedzin, takich jak nanoelektronika i inżynieria kwantowa, plazmonika, a także fotonika nieliniowa. W emiterach tych, ze względu przejścia wewnątrzpodpasemowe, emisja następuje z krawędzi struktury. Generowane promieniowanie jest ograniczone zarówno w kierunku prostopadłym do rezonatora, przez odpowiednią sekwencję warstw epitaksjalnych, jak i w płaszczyźnie rezonatora, przez strukturę paskową. Ponieważ wzrost epitaksjalny zapewnia precyzyjną kontrolę grubości warstw i interfejsów, więc ograniczenie optyczne w kierunku prostopadłym do obszaru aktywnego jest zwykle silniejsze niż w kierunku równoległym. W rezultacie, zastosowanie podczas symulacji najprostszego modelu jednowymiarowego falowodu jest wystarczające, aby prawidłowo zamodelować współczynnik propagacji i uwięzienie modu w strukturze lasera, co daje możliwość znacznego uproszczenia prowadzonych obliczeń.

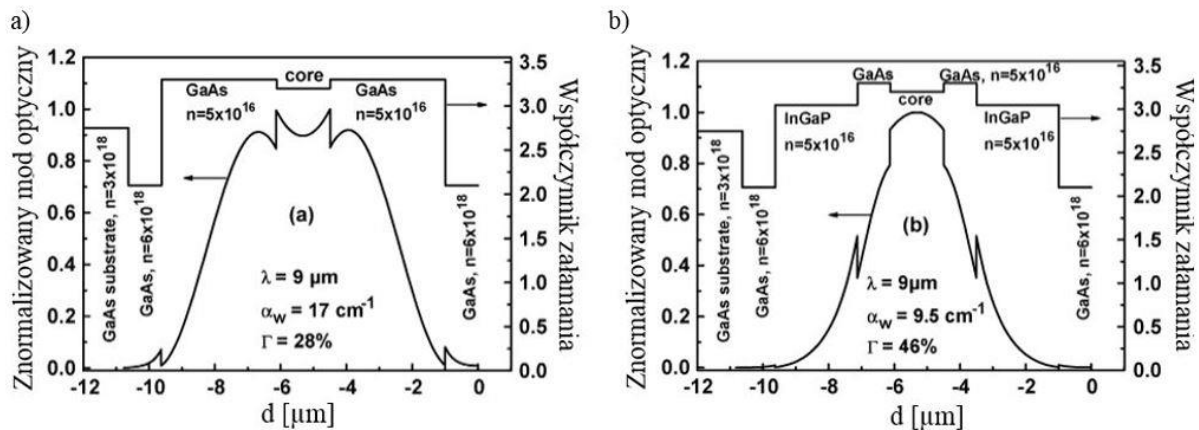
2.1.2.1. Rola warstw separujących InGaAs

Warstwy separujące, potocznie z angielskiego zwane *spacerami* (ang. *spacers*), mają za zadanie zwiększyć współczynnik uwięzienia modowego Γ_E i maksymalnie ograniczyć generowane promieniowanie modu podstawowego do obszaru rdzenia lasera. Dlatego na warstwy te najczęściej wybiera się materiały o większym współczynniku załamania niż efektywny współczynnik załamania rdzenia, co pokazano na rysunku 2.4. W wypadku najczęściej wytwarzanych laserów na bazie heterostruktur InGaAs/AlInAs/InP i GaAs/AlGaAs są to odpowiednio InGaAs dopasowany sieciowo do InP oraz GaAs.



Rys. 2.4. Rozkład współczynnika załamania oraz generowanego modu optycznego w poszczególnych warstwach klasycznego kwantowego lasera kaskadowego na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP. [prace własne]

W celu uzyskania możliwie największej wartości współczynnika uwięzienia modu Γ_E , warstwy separujące powinny charakteryzować się również większym współczynnikiem załamania niż warstwy ograniczające, co opisano w artykule A.B. Krysa „*Room-Temperature GaAs/AlGaAs Quantum Cascade Lasers Grown by Metal–Organic Vapor Phase Epitaxy*” [90]. Wprowadzenie warstw ograniczających z InGaP o mniejszym współczynniku załamania w stosunku do warstw separujących z GaAs znacząco poprawiło poziom uwięzienia modowego i zmniejszyło straty falowodowe, co przedstawiono na rysunku 2.5.



Rys. 2.5. Wyznaczone profile rozkładu modu optycznego i współczynnika załamania światła w laserze QCL GaAs/AlGaAs z falowodem GaAs (a) i InGaP (b). Poziom domieszkowanie odpowiednich warstw podano w cm^{-3} [90].

Kluczowa jest również grubość warstw separujących, która zazwyczaj zawiera się w zakresie od 50 do 500 nm. Grubość ta powinna być dopasowana do projektu całej struktury, ponieważ zbyt cienkie lub za grube spacery powodują wyciekanie modu optycznego z obszaru rdzenia, a tym samym zmniejszenie współczynnika Γ_E . Optymalizacja parametrów warstwy separującej została szczegółowo opisana w rozdziale 3.1.1.

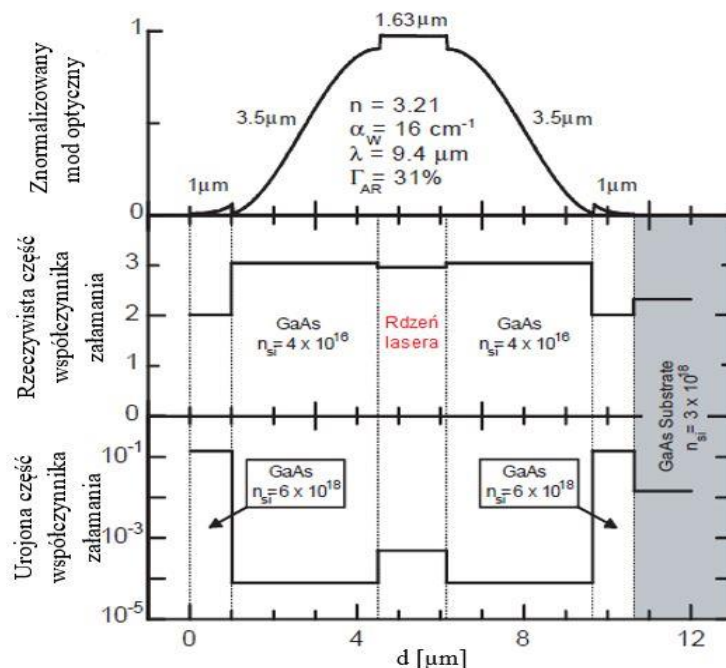
2.1.2.2. Rola warstw ograniczających

W kwantowych laserach kaskadowych, warstwy ograniczające tzw. *cladding* (ang. *claddings*) odpowiadają przede wszystkim za uzyskanie efektu falowodowego, ale także powinny zapewnić dobry kontakt omowy do stosowanej metalizacji. Spełnienie obu wymogów wymusza pewnego rodzaju kompromis pomiędzy zmniejszeniem współczynnika załamania przez wzrost ich poziomu domieszkowania, a wielkością strat absorpcyjnych na zwiększonej w ten sposób ilości swobodnych nośników ładunku.

Powszechnie, jako warstwy ograniczające stosuje się domieszkowane warstwy półprzewodnikowe o grubości kilku mikrometrów lub znacznie cieńsze metaliczne warstwy

plazmoneczne, o współczynniku załamania mniejszym niż efektywny współczynnik załamania rdzenia. Dostępna literatura skupia się głównie na analizie zespolonego współczynnika załamania dla emisji w bliskiej podczerwieni, do długości około $2\ \mu\text{m}$, zapewne ze względu na ograniczone możliwości pomiarów elipsometrycznych dla większych długości fal, co implikuje problemy z dostępnością do wiarygodnych danych materiałowych dla zakresów MIR i FIR. W wypadku dłuższych fal można znaleźć zaledwie kilka prac naukowych, dotyczących zmiany współczynnika załamania w zależności od poziomu domieszkowania danego półprzewodnika. W związku z tym, konieczne jest numeryczne wyznaczanie wspomnianej zależności na podstawie wzorów, co znacząco komplikuje i wydłuża proces projektowania i modelowania pracy przyrządów QCL. Określenie optymalnych parametrów warstw falowodowych jest kluczowe, ponieważ ma istotne znaczenie dla poprawy parametrów użytkowych i charakterystyk wyjściowych laserów kaskadowych.

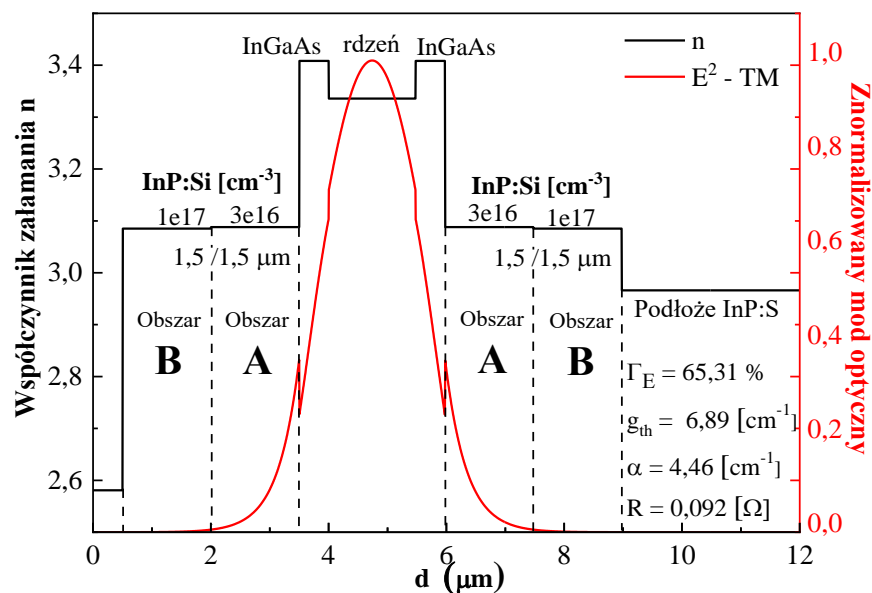
W wypadku emiterów QCL opartych na heterostrukturach AlGaAs/GaAs, jako warstwy ograniczające stosuje się najczęściej domieszkowane warstwy GaAs. Jednak różnica współczynników załamania rdzenia lasera i warstw ograniczających dla tego układu materiałowego jest niewielka, co w konsekwencji prowadzi do bardzo małej wartości współczynnika uwięzienia modu – rzędu 30%. Przykładową konstrukcją takiego lasera omówiono szczegółowo w artykule Carlo Sitori z 2002 roku, a układ warstw oraz rozkłady zespolonego współczynnika załamania i modu optycznego pokazano na rysunku 2.6. [91].



Rys. 2.6. Obliczony rozkład intensywności modu podstawowego falowodu TM oraz części rzeczywistej i urojonej współczynnika załamania w kierunku prostopadłym do układu warstw lasera AlGaAs/GaAs QCL [91].

Konstrukcja lasera QCL na bazie heterostruktury AlGaAs/GaAs, w której rdzeń jest otoczony jedynie przez warstwy ograniczające z GaAs, nie zapewnia satysfakcjonujących parametrów użytkowych. W związku z tym wprowadzono pewne modyfikacje struktury, polegające na zastosowaniu bezpośrednio przy rdzeniu cienkich warstw separujących z GaAs, oddzielających obszar aktywny od warstw ograniczających wykonanych z materiału o znacznie mniejszym współczynniku załamania np. z potrójnego związku InGaP, co opisano w poprzednim podrozdziale 2.1.2.1 - rysunek 2.5 [90,92,93]. Dzięki takiemu rozwiązaniu możliwe było jednoczesne zmniejszenie strat falowodowych α_w i zwiększenie współczynnika uwięzienia modu Γ_E .

Kwantowe lasery kaskadowe na bazie **heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP** charakteryzują się dużo większym kontrastem współczynnika załamania pomiędzy obszarem rdzenia (InGaAs/AlInAs), warstwami separującymi (InGaAs dopasowany sieciowo do InP) i warstwami ograniczającymi na bazie InP. Różnica współczynników załamania między warstwami separującymi $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ ($n \approx 3,4$ dla $\lambda = 5 \mu\text{m}$) a warstwami ograniczającymi InP ($n \approx 3,1$ dla $\lambda = 5 \mu\text{m}$) znacząco poprawia efekt falowodowy w takiej strukturze. Dzięki temu możliwa jest zdecydowana poprawa takich parametrów jak np. współczynnik uwięzienia modu, co bezpośrednio przekłada się na lepsze parametry użytkowe lasera. Przykładowy układ warstw w emiterze QCL na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP, pracującym na długości $\lambda = 5 \mu\text{m}$, z wyznaczonym rozkładem współczynnika załamania oraz modu optycznego pokazano na rysunku 2.7.



Rys. 2.7. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) w strukturach QCL na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP [prace własne].

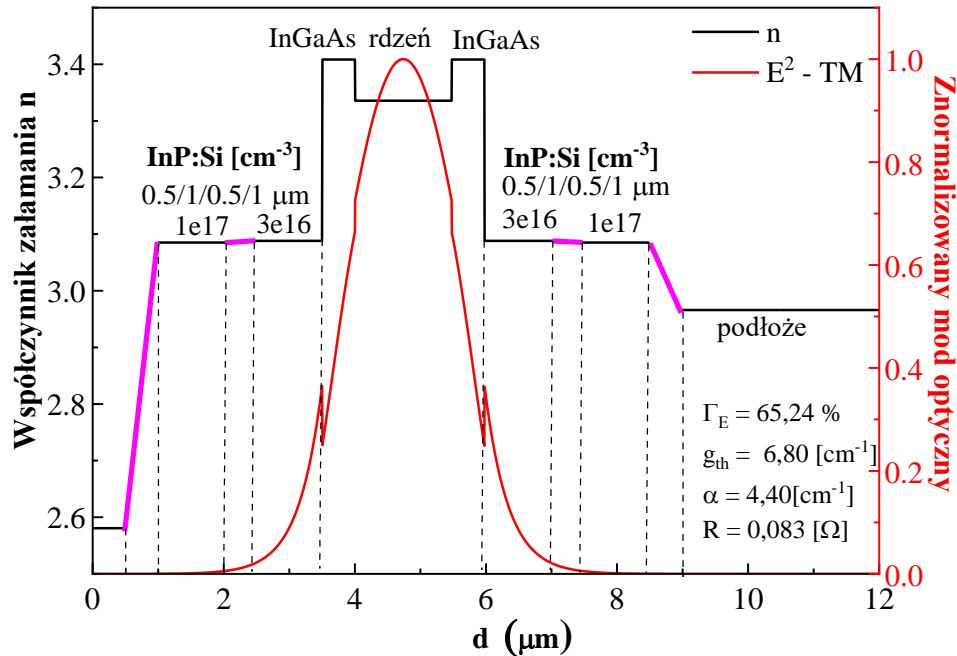
Dodatkowo należy podkreślić, że istnieje możliwość modyfikacji współczynnika załamania warstw ograniczających przez zmianę ich poziomu domieszkowania. Im większy poziom koncentracji domieszki tym mniejszy współczynnik załamania. Wykorzystanie tej korelacji do uzyskania dużego kontrastu współczynników załamania pomiędzy konkretnymi obszarami struktury QCL daje ogromne możliwości optymalizacji pracy laserów, bazujących na heterostrukturach InGaAs/AlInAs/InP. **Można np. zaprojektować warstwy ograniczające o łagodniejszych, gradientowych zmianach poziomu domieszkowania na interfejsach, dzięki czemu możliwa będzie poprawa wyjściowych charakterystyk i parametrów użytkowych lasera.**

Pomysł zastosowania **warstw gradientowych** w niektórych elementach i urządzeniach optoelektronicznych pojawił się ok. 50 lat temu – najpierw w strukturach światłowodowych [94]. W latach 80-tych Tsang zaproponował laser z zastosowaniem heterostruktury z parabolicznie zmieniającym się rozkładem współczynnika załamania falowodu, znany pod nazwą GRINSCH [95]. Stopniowa zmiana współczynnika załamania była indukowana przez zmianę składu warstwy związku potrójnego AlGaAs. W kolejnych latach, do klasycznych struktur laserowych AlGaAs/GaAs z pojedynczą studnią kwantową SQW wprowadzono gradientowe warstwy buforowe, w celu wyeliminowania gwałtownej granicy faz pomiędzy GaAs a związkiem potrójnym AlGaAs z dużą zawartością glinu [96]. Takie warstwy buforowe ze stopniową zmianą składu molowego mają istotne znaczenie w procesie epitaksji struktur azotków III grupy (GaN, AlGaN) na podłożach Si lub SiC, które termicznie i krystalograficznie nie są dopasowane do osadzonej warstwy [97]. Pomysł ten jest również powszechnie omawiany w literaturze dotyczącej laserów QCL z kompensacją naprężeń, ale dotyczy gradientu składu związków, tworzących heterostrukturę rdzenia [98, 99], a nie stricte warstw ograniczających. Można jednak znaleźć kilka publikacji naukowych na temat tego rodzaju urządzeń, dotyczących gradientowych falowodów plazmowych [100] lub zastosowania cienkiej warstwy domieszkowanej gradientowo pomiędzy kontaktem a claddingiem [101].

W związku z możliwością sterowania wartością współczynnika załamania warstw półprzewodnikowych za pomocą kontrolowanej zmiany poziomu ich domieszkowania oraz dostępną na WEFiM PWr wstępnie opanowaną technologią epitaksjalnego domieszkowania gradientowego związków AIII BV, w prezentowanej pracy doktorskiej zaproponowano opracowanie nowej konstrukcji falowodów laserów QCL, bazującej na gradientowo domieszkowanych krzemem warstwach ograniczających InP:Si.

Przeprowadzono wstępne modelowanie tego typu falowodów wykazując, że wprowadzenie pośrednich warstw ograniczających o liniowym rozkładzie domieszki

o grubości 0,5 μm między dwoma poziomami (stopniami) domieszkowania warstw ograniczających InP:Si ($1\text{e}17\text{ cm}^{-3}$ oraz $3\text{e}16\text{ cm}^{-3}$) zmniejszyło teoretyczną rezystancję struktury o 10%, przy zmniejszeniu wzmocnienia progowego g_{th} i strat α o 1,3% oraz nieznacznym spadku wartości współczynnika uwięzienia modu Γ_E z 65,31% do 65,24%. Wyniki modelowania pokazano na rysunku 2.8.



Rys. 2.8. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) w strukturach QCL na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP z pośrednimi warstwami gradientowymi (linia magenta) [prace własne].

Nawet niewielka zmiana, jaką jest wprowadzenie pośredniej warstwy z gradientem domieszkowa pomiędzy dwoma różnymi poziomami (schodkami) domieszkowania warstw ograniczających, powoduje zmniejszenie strat i znaczącą poprawę (obniżenie) rezystancji R . Podobnie jak w ogniwach fotowoltaicznych, w wypadku tak skomplikowanych i złożonych struktur, jakimi są kwantowe lasery kaskadowe, istotna jest poprawa parametrów nawet, o 0,1%, ponieważ nawet tak nieduża zmiana przekłada się na lepsze parametry użytkowe końcowego urządzenia.

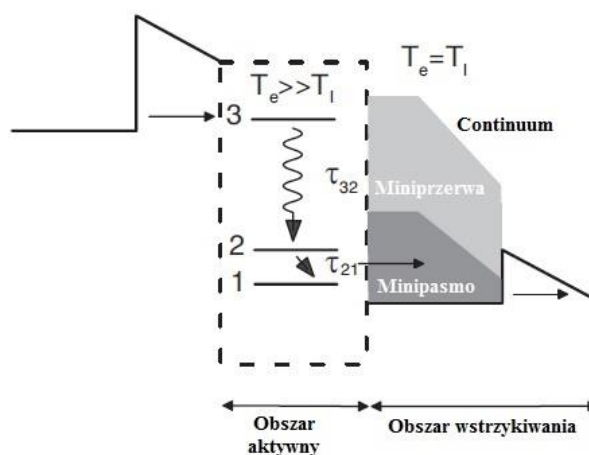
Na podstawie przeprowadzonej analizy możliwości kontrolowania modelowanych parametrów falowodu tj. współczynnika Γ_E , optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , strat falowodowych α lub rezystancji R oraz wstępnych wyników modelowania zdecydowano się opracować nową konstrukcję warstw falowodowych ze szczególnym uwzględnieniem gradientowo domieszkowanych warstw ograniczających na bazie InP:Si, do zastosowania w kwantowym laserze kaskadowym. Projekt różnych konfiguracji falowodów i wyniki przeprowadzonych symulacji zostały dokładnie opisane w rozdziale 3.

2.2. Kwantowy laser kaskadowy - podstawy działania

Kwantowy laser kaskadowy charakteryzuje się nie tylko bardzo złożoną budową, ale także skomplikowanymi zjawiskami fizycznymi, od których zależy długość emitowanej fali. Energia promieniowania jest ściśle zależna od geometrii układu warstw oraz ich poszczególnych grubości, a mniej od bazy materiałowej.

2.2.1. Przejścia międzypodpasmowe

Podstawą uzyskania inwersji obsadzeń w laserze QCL, działającym w oparciu o przejścia międzypodpasmowe (lub wewnątrzpodpasmowe) jest wykorzystanie struktury energetycznej z trzema poziomami jak na rysunku 2.8 [102]. Różnica energii między poziomami 1 i 2 związana jest z energią fononów optycznych podłużnych LO (ang. *Longitudinal Phonon*, LO), która wynosi 34 meV oraz 36 meV, dla materiałów odpowiednio na bazie InP oraz GaAs. Powoduje to, że czas życia nośnika na poziomie 2 wynosi około $\tau_{21} = 0,5$ ps (szybkie rozpraszanie na fononach LO), podczas gdy czas życia elektronu na poziomie 3 jest dłuższy i może wynosić nawet $\tau_{32} = 2,0$ ps, co gwarantuje inwersję obsadzeń między stanami 3 i 2. Opisanie i zrozumienie przejścia elektronów między tymi dwoma stanami energetycznymi było podstawą do zaprojektowania i wykonania struktury pierwszego działającego lasera QCL, która z czasem była systematycznie doskonalona. Obecnie w najnowocześniejszych laserach QCL stosuje się nawet układy z czteropoziomową strukturą energetyczną, z szybkim rozproszeniem energii elektronów z dolnego poziomu 2, czemu towarzyszy emisja dwóch fononów LO.



Rys. 2.9. Schemat energetyczny (w obrębie pasma przewodnictwa) jednej kaskady lasera QCL. Jeden okres jest podzielony na obszar aktywny i obszar wstrzykiwania. Przepływ elektronów jest wskazany przez strzałkę biegnącą od lewej do prawej, natomiast przejście optyczne strzałką falistą. T_e i T_l to odpowiednio temperatura elektronów i sieci krystalicznej [102].

Przejście laserowe o wartości rzędu kilkuset meV, następuje między poziomami 3 i 2 w obszarze aktywnym. Aby wystąpiła akcja laserowa konieczna jest inwersja obsadzeń, więc koncentracja elektronów w stanie 3 musi przewyższać ich populację w stanie 2. Inwersja obsadzeń jest osiągnięta, jeśli czas relaksacji τ_{32} dla przejścia ze stanu 3 do 2 przekracza czas życia elektronu τ_{21} na poziomie 2.

Dużą zaletą przejść międzypodpasmowych jest fakt, że ich energię można kontrolować i regulować w szerokim zakresie, dobierając odpowiednie grubości studni QW i barier w obszarze aktywnym. W przeciwieństwie do przejść międzypasmowych, gdzie przerwa wzbroniona materiału określa długość emitowanej fali, można użyć tego samego układu półprzewodników dla uzyskania różnych energii przejścia laserowego między podpasmami. Jednakże zaleta ta wpływa na większą komplikację konstrukcji lasera. Pierwszą i najważniejszą wadą przejść międzypodpasmowych jest to, że czas życia stanu wzbudzonego w QW jest niezwykle krótki, rzędu $k \times 1$ ps. Czas ten, trzy rzędy wielkości krótszy w stosunku do przejść międzypasmowych ($\sim k \times 1$ ns), jest kontrolowany przez szybką relaksację ($k \times 0,1$ ps) elektronów z dolnego stanu energetycznego z emisją fononów optycznych – proces bardzo wydajny w temperaturze pokojowej. Drugą kwestią zasługującą na uwagę jest fakt, że wzmocnienie optyczne związane z pojedynczym przejściem międzypodpasmowym jest zwykle niewystarczające do osiągnięcia progu laserowania. Podczas gdy problem ten można rozwiązać, stosując układ kilkudziesięciu kaskad (zwykle 30 – 50), przez co możliwe jest powielenie procesu generacji światła o ściśle zadanej, jednakowej energii, to kontrola inwersji obsadzeń przez inżynierię czasu życia elektronów na poszczególnych podpasmach jest niezwykle trudnym wyzwaniem projektowym i technologicznym [102].

2.2.2. Uwięzienie modowe

Stopień ograniczenia propagacji modu do obszaru rdzenia lasera zdefiniowany jest przez **współczynnik uwięzienia modowego** Γ_E . Jest to jeden z najważniejszych parametrów, który należy maksymalizować w procesie projektowania. Określa on, jaka część całości rozkładu emitowanego promieniowania (modu lasera) w kierunku wertykalnym wzdłuż całej struktury przypada na obszar rdzenia lasera ($J_{rdzeń}$) i wyraża się zależnością:

$$\Gamma_E = \frac{\int_{rdzeń} |E(z)|^2 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} |E(z)|^2 dz} \quad (1),$$

gdzie: $|E(z)|^2$ reprezentuje kwadrat składowej elektrycznej modu TM. W wypadku kwantowych laserów kaskadowych emitujących w zakresie średniej podczerwieni współczynnik uwięzienia modu Γ_E mieści się w zakresie $0,4 \div 0,9$ [103].

Na wielkość uwięzienia modu ma wpływ przede wszystkim kontrast współczynników załamania rdzenia i warstw go otaczających. Kluczową rolę odgrywają tutaj warstwy separujące, które powinny charakteryzować się współczynnikiem załamania większym niż efektywny współczynnik załamania rdzenia i warstw ograniczających, o czym wspomniano w rozdziale 2.1.2.1.

Współczynnik uwięzienia modu będzie więc mocno zależny od wspomnianych warstw ograniczających. Jego wartość będzie rosła wraz ze wzrostem kontrastu współczynnika załamania między warstwami separującymi i ograniczającymi. Kontrast ten można modyfikować przez zmianę zarówno materiału jak i poziomu domieszkowania warstw ograniczających, o czym pisano w rozdziale 2.1.2.2. Jednak wzrost poziomu domieszkowania tych warstw powoduje tylko nieznaczne zwiększenie współczynnika Γ_E . Większe znaczenie mają w tym wypadku stosowane warstwy separujące. Należy podkreślić fakt, że w pracy lasera, istotna jest nawet niewielka (o ułamek procenta) poprawa współczynnika uwięzienia modu, dlatego należy dążyć do maksymalizacji tego parametru.

2.2.3. Straty falowodowe

Straty falowodowe są związane z różnymi zjawiskami fizycznymi jak: absorpcja na swobodnych nośnikach, straty plazmoneczne na interfejsie pomiędzy warstwą dielektryczną a metaliczną, straty związane z długością wężki (wytrawionego falowodu paskowego), czy na zwierciadłach. Wszystkie te zależności są opisane wzorami i można je analitycznie wyznaczyć.

Zakładając, że wszystkie atomy wprowadzonych domieszek n_0 ulegają całkowitej jonizacji, dając swobodne nośniki N ($n_0 = N$), straty na wolnych nośnikach α_{fc} można wyznaczyć za pomocą równania (2) [103]:

$$\alpha_{fc} = \frac{e^2}{4\pi^2 c^3 \epsilon_0 n_{eff}} \cdot \frac{N \lambda^2}{m^* \tau} \quad (2),$$

w którym e to ładunek elementarny, c prędkość światła, ϵ_0 przenikalność elektryczna próżni, n_{eff} to efektywny współczynnik załamania światła, N koncentracja swobodnych nośników, λ długość fali, m^* to efektywna masa elektronu (powiązana z typem domieszki), a τ to czas życia

nośnika, który na podstawie literatury wynosi ok. 150 fs [103]. Na podstawie przedstawionego wzoru (2) można stwierdzić, że straty na swobodnych nośnikach są wprost proporcjonalne do kwadratu długości fali oraz poziomu koncentracji domieszki, a odwrotnie proporcjonalne do efektywnego współczynnika załamania. Oznacza to, że straty te będą rosły znacząco z długością fali oraz zwiększaniem poziomu domieszkowania, a ten ostatni parametr dodatkowo powoduje obniżenie współczynnika załamania.

W kwantowych laserach kaskadowych istotne są także straty powiązane z samą konstrukcją lasera – silnie zależne od długości wytrawionych falowodów paskowych. Straty te, zazwyczaj nazywane stratami na zwierciadłach α_m , są ściśle związane z długością rezonatora L oraz wartościami współczynników odbicia od obu zwierciadeł wnęki R_1 oraz R_2 . Zależność ta opisana jest wzorem (3):

$$\alpha_m = -\frac{\ln(R_1 R_2)}{2L} \quad (3),$$

w którym współczynniki odbicia od zwierciadeł R_1 oraz R_2 wynoszą w przybliżeniu $R \approx 0,3$ (dla granicy półprzewodnik - powietrze), natomiast długość wnęki L dochodzi do kilku mm [104].

W wypadku laserów QCL, emitujących długość fali rzędu kilkunastu do kilkudziesięciu mikrometrów, jako warstwy ograniczające często stosuje się wysoko domieszkowane warstwy półprzewodnikowe ($\sim k \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) lub cienkie warstwy metaliczne tzw. falowody plazmoneczne. W porównaniu do zwykłych falowodów dielektrycznych charakteryzują się one znacznie większym poziomem współczynnika uwięzienia modu, ale jednocześnie wykazują większe straty falowodowe [103]. Wynikają one ze strat związanych ze wzbudzeniem plazmonów powierzchniowych α_p , które opisano wzorem (4):

$$\alpha_p = \frac{4\pi n_m n_d^3}{k_m^3 \lambda} \quad (4),$$

w którym n_m oraz n_d to odpowiednio część rzeczywista współczynnika załamania warstwy metalicznej oraz dielektrycznej, k_m to część urojona współczynnika załamania warstwy metalicznej, a λ to długość fali [103]. Biorąc pod uwagę wszystkie możliwe straty absorpcyjne w obszarze falowodu α_{tot} tj. straty absorpcyjne oraz wyciekanie promieniowania na boki ridga laserowego, wyznaczenie strat można uprościć do wzoru (5), uwzględniającego, obok długości promieniowania, efektywny urojony współczynnik załamania κ światła [103]:

$$\alpha_{tot} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda} \quad (5),$$

Natomiast straty całkowite w strukturze lasera α w prezentowanej pracy doktorskiej wyznaczano, jako sumę strat absorpcyjnych i strat na zwierciadłach.

Wszystkie przedstawione w tym podrozdziale parametry wpływają bezpośrednio na wielkość wzmocnienia progowego g_{th} , a tym samym na kluczowe wyjściowe parametry lasera jak prąd progowy, moc emisyjna, czy zewnętrzna różniczkowa sprawność kwantowa. Dlatego, modelując pracę lasera tak istotna jest dokładna znajomość parametrów materiałowych poszczególnych warstw jak skład, poziom domieszkowania oraz optycznych jak zespolony współczynnik załamania, dzięki czemu możliwe jest precyzyjne oszacowanie strat w docelowym przyrządzie.

2.3. Zastosowanie kwantowych laserów kaskadowych

Kwantowe lasery kaskadowe posiadają ogromny potencjał aplikacyjny. Są używane w wielu dziedzinach gospodarki, takich jak medycyna, przemysł, bezpieczeństwo, w zastosowaniach wojskowych, a także w telekomunikacji optycznej w wolnej przestrzeni FSO, której tematyka w ostatnich latach jest wyjątkowo często poruszana w różnych pracach naukowych. Lasery QCL najczęściej stanowią element składowy układów optoelektronicznych, który jest odpowiedzialny za emisję określonej długości fali. W rozdziale tym szerzej opisano rolę laserów QCL w systemach FSO oraz detekcji gazów.

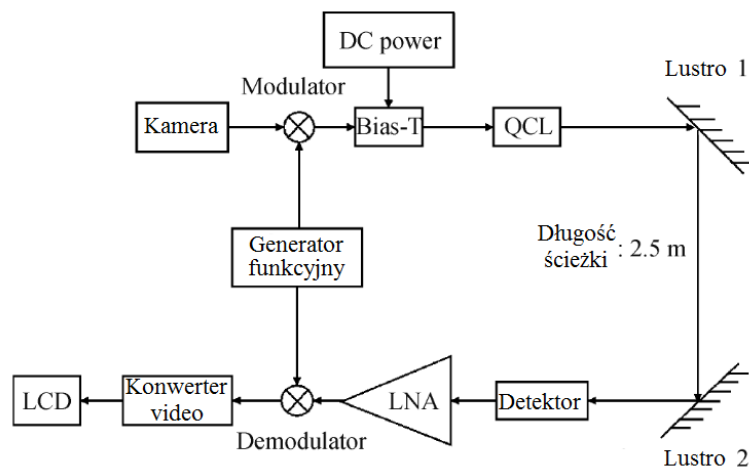
2.3.1. Lasery kaskadowe w systemach komunikacji bezprzewodowej

System FSO odgrywa ważną rolę w architekturze komunikacji bezprzewodowej, głównie ze względu na możliwość wyeliminowania konieczności instalacji kabli światłowodowych. FSO to nowe rozwiązanie technologiczne, spełniające stale rosnące wymagania dotyczące przepustowości danych łączy komunikacyjnych z odległymi obiektami na morzu, w powietrzu lub w kosmosie [105]. Praktycznie nieograniczona przepustowość i nieuregulowane spektrum częstotliwości sprawiają, że FSO przewyższa komunikację radiową [106]. Ponadto niskie prawdopodobieństwo wykrycia i podsłuchu informacji czyni go szczególnie atrakcyjnym w zastosowaniach obronnych. Zainteresowanie FSO jest znaczące ze względu na jego aplikacyjność w następujących obszarach: dostarczanie usług internetowych do ostatecznego miejsca – domu lub biura (ang. *last-mile access*), rozszerzenie sieci metra, łączność

korporacyjna, utrzymywanie awaryjnego połączenia internetowego (ang. *fiber backup*) oraz w łączach dosyłowych tzw. *backhaul* [107].

Obszar średniej podczerwieni MIR, w którym emitują lasery QCL ma lepszą transmisję przez atmosferę w porównaniu z zakresem widzialnym, bliskiej podczerwieni NIR, krótkofalowej podczerwieni (ang. *short wavelength infrared*, SWIR), a nawet długofalowej podczerwieni (ang. *long wavelength infrared*, LWIR) [108,109]. Dodatkowo, w porównaniu do NIR i SWIR, promieniowanie MIR sprawniej przenika przez mgłę, dzięki czemu zapewnia lepszą dostępność łączy dla lokalizacji przy niekorzystnych warunkach pogodowych [110,111]. Łącza MWIR są mniej narażone na turbulencje atmosferyczne i w większości zastosowań nie będą wymagały optyki adaptacyjnej, co czyni system komunikacyjny bardziej atrakcyjnym z punktu widzenia obniżenia kosztów [112,113].

Typowy system komunikacji FSO składa się z nadajnika optycznego, który jest urządzeniem półprzewodnikowym, takim jak dioda LED lub laser, modulatora i optyki geometrycznej – w większości przypadków teleskopu lub soczewki. Odbiornik to zasadniczo detektor, dekodery (demodulator) i teleskop lub soczewka do zbierania przychodzącego sygnału optycznego. Sygnał rozchodzi się w wolnej przestrzeni, dlatego reprezentuje ona kanał (sam kanał odnosi się zazwyczaj do częstotliwości sygnału) transmisyjny łączy. Schemat układu FSO przedstawiono na rysunku 2.9 [114].



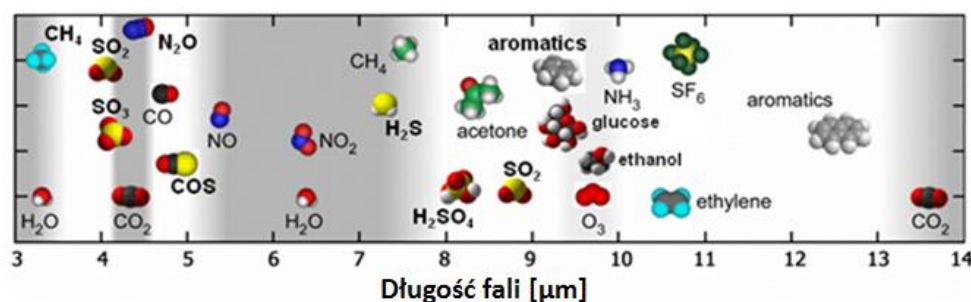
Rys. 2.9. Schemat systemu komunikacji FSO w układzie laboratoryjnym [114].

Istotną rolę w systemach FSO odgrywa nadajnik, w którego skład wchodzi modulator oraz źródło światła i ewentualnie urządzenia peryferyjne np. kamera. Za pomocą dwóch zwierciadeł płaskich promieniowanie z lasera QCL jest kierowane w powietrzu po torze optycznym, a następnie skupiane na detektorze za pomocą soczewki optycznej (detektor w polu widzenia lasera). Sygnał elektryczny z detektora jest wzmacniany przez niskoszumny wzmacniacz (LNA), a następnie trafia do demodulatora. Po demodulacji przesyłane sygnały

można zbadać za pomocą oscyloskopu. Ponadto, sygnał wideo może być wyświetlany na ekranie LCD, w celu wizualnego sprawdzenia jakości komunikacji. W praktycznym zastosowaniu do transmisji na duże odległości wiązka laserowa musi być idealnie skolimowana za pomocą układu kolimującego, o bardzo małej średnicy.

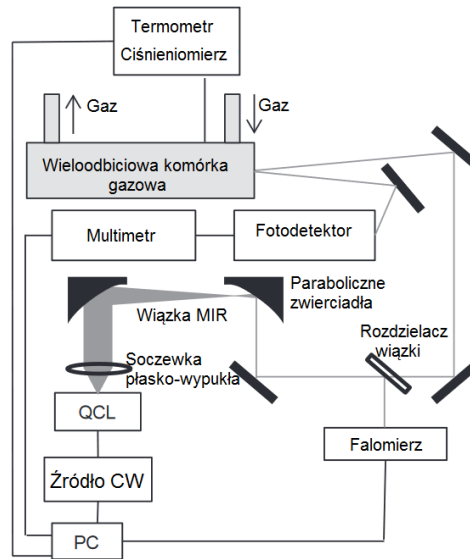
2.3.2. Lasery kaskadowe w systemach detekcji gazów

Lasery QCL są również chętnie stosowane w układach detekcji gazów. Jako emitery promieniowania podczerwonego zapewniają wysoką czułość detekcji, krótki czas pomiaru i wysoką mobilność w porównaniu z konwencjonalnymi metodami detekcji. Cząsteczki gazu pochłaniają światło z zakresu średniej podczerwieni, ulegając wzbudzeniu wibracyjnemu. Długość fali, przy której zachodzi absorpcja, zależy od rodzaju badanych cząsteczek, a natężenie zaabsorbowanego sygnału od stężenia gazu. Dlatego detekcja związana jest z pomiarem widma absorpcji, zależnego od rodzaju badanego gazu. Wiele cząsteczek ma swoje charakterystyczne linie absorpcyjne (ang. *Gas Fingerprints*) w obszarze średniej podczerwieni, które są tu znacznie silniejsze (większa absorpcja na podstawowych drganiach cząstek) niż w innych zakresach spektralnych, co zaprezentowano na rysunku 2.10.



Rys. 2.10. Charakterystyczne linie absorpcyjne różnych cząsteczek w obszarze średniej podczerwieni.

Przykładowy schemat układu detekcyjnego z emitерem QCL pokazano na rysunku 2.11 [115]. Schemat ten został zaprezentowany w artykule „*High Sensitive Gas Sensing with Low Power Consumption Quantum Cascade Lasers*”, w którym zaproponowano system do detekcji gazu wykorzystujący laser QCL, emitujący długość fali 7 μm.



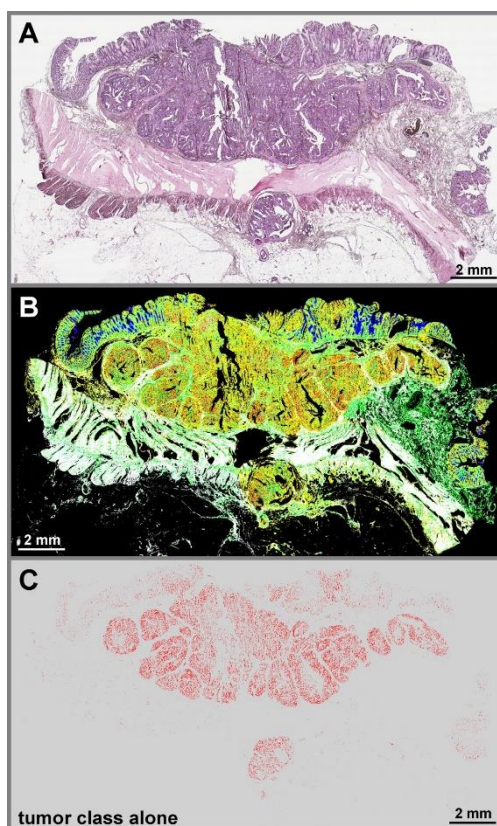
Rys. 2.11. Schemat układu do detekcji gazów z zastosowaniem lasera QCL [115].

Promieniowanie z lasera QCL jest kolimowane za pomocą soczewki, a następnie średnica wiązki jest zmniejszana do ok. 2 mm za pomocą dwóch zwierciadeł parabolicznych. Następnie wiązka jest wprowadzana do komórki gazowej za pomocą trzech płaskich luster do justowania osi optycznej. Dwa zwierciadła o wysokim współczynniku odbicia umieszczone na obu końcach komórki powodują 238 odbić, co daje łączną długość drogi optycznej 76 m. Aby uzyskać tak długą drogę optyczną, konieczne jest wytworzenie wiązki o odpowiednio małej średnicy ~ 2 mm na wejściu. Wiązka z komórki jest wykrywana przez fotodetektor chłodzony ciekłym azotem. Napięcie wyjściowe z detektora jest mierzone za pomocą multimetru i rejestrowane w komputerze. Rozdzielacz wiązki umieszcza się przed komórką gazową, a długość fali odbitej od rozdzielacza wiązki jest monitorowana w czasie rzeczywistym za pomocą falomierza. Próbkę gazu jest wprowadzana do komórki, a natężenie przepływu jest kontrolowane za pomocą regulatora przepływu masy i pompy spiralnej. Pomiar ten przeprowadzono z komórką gazową wypełnioną gazem badanym, a następnie wypełnioną azotem, który jest nieaktywny w obszarze podczerwieni i służy, jako tło. Dzieląc intensywność promieniowania przepuszczonego przez badany gaz przez natężenie azotu (gazu tła) przy każdej długości fali, można ostatecznie otrzymać widmo absorpcji w podczerwieni [115].

2.3.3. Lasery kaskadowe w zastosowaniach medycznych

Badania z zakresu emiterów częstotliwości terahercowych, jakimi są kwantowe lasery kaskadowe, należą do najprężniej rozwijających się kierunków współczesnej fizyki. Widma absorpcyjne wielu cząsteczek organicznych, w tym drgania ważnych biologicznie kolektywnych modów DNA i białek, leżą w obszarze terahercowym. Umożliwia to opracowanie nowych metod spektroskopii struktur biologicznych [116,117]. W przeciwieństwie do promieni rentgenowskich, fale z zakresu THz nie są niebezpieczne - nie są promieniowaniem jonizującym i nie uszkadzają biomolekuł. Ponadto wyjątkowa wrażliwość promieniowania THz na wodę powoduje duże zainteresowanie jego zastosowaniem w okulistyce [118].

Ze względu na niejonizujący wpływ promieniowania THz na badany obiekt oraz stosunkowo niewielkie efekty interferencyjne należy się spodziewać, że tworzenie obrazu w zakresie częstotliwości THz stanie się niezwykle obiecującą metodą bezpiecznego badania *in vivo*, np. w skuteczności gojenia się ran, czy podczas precyzyjnego badania tkanek miękkich. Wykazano, że promieniowanie THz pozwala na wykrycie próchnicy zębów i raka skóry [119, 120] oraz tworzenie dokładnych obrazów tkanek biologicznych złośliwych i zdrowych, w celu porównania i diagnozy choroby [121-123].



Rys. 2.12. Wyniki obrazowania w podczerwieni oparte na technologii QCL tkanki raka jelita grubego wykonanego przy użyciu różnych markerów badawczych [121].

Przykładowe obrazy wycinka tkanki zakażonej rakiem jelita grubego wykonane mikroskopem IR na bazie lasera QCL przedstawiono na rysunku 2.12 [121]. Główną zaletą mikroskopu IR na bazie QCL omówioną przez Autorów artykułu jest znaczne skrócenie pomiaru – do zaledwie kilku minut, co znacząco usprawnia diagnostykę. Wciąż jednak konieczna jest dalsza optymalizacja systemu, w celu osiągnięcia niezawodności obecnych systemów na bazie FTIR.

Wstępne badania wykazały, że obraz próbki zawierającej guzy wątroby, uzyskany przy zastosowaniu lasera QCL działającego w zakresie THz, zawiera znacznie więcej informacji niż obraz optyczny, a jego charakter można wytłumaczyć obecnością w próbce poważnych deformacji strukturalnych i zmian gęstości tkanki na skutek powstałych guzów w wątrobie. Wyniki wskazują zatem na ogromne możliwości potencjalnego zaprojektowania systemów obrazowania w zakresie THz, w oparciu o lasery QCL, do wczesnego wykrywania chorób onkologicznych. Obecnie kwantowe lasery kaskadowe pracujące w zakresie terahercowym dają moc emisyjną na poziomie mW w przedziale częstotliwości 4,4 – 2,0 THz [124,125]. Natomiast badania nad obrazowaniem terahercowym wykazały, że przy niższych częstotliwościach, kontrast między guzem a prawidłową tkanką oraz głębokość wnikania promieniowania w tkankę jest większy. Dlatego niezwykle pożądane jest wytworzenie laserów, które działając w dolnym zakresie widma częstotliwości THz (< 2 THz) uzyskałyby jednocześnie niezbędną do obrazowania tkankowego moc emisyjną (kilka mW). W tym wypadku emitery QCL z bardzo dużym stosunkiem sygnału użytecznego do szumu i niewielkimi rozmiarami są idealnymi kandydatami do zastosowania w praktyce medyczo-biologicznej.

Na podstawie przedstawionych przykładów, a także zaprezentowanej literatury przedmiotu można stwierdzić, że kwantowe lasery kaskadowe dzięki możliwości emitowania promieniowania w niezwykle szerokim zakresie spektralnym, mają bardzo duże możliwości aplikacyjne zarówno w nauce, jak i w obszarze życia codziennego.

2.4. Cel pracy i zadania szczegółowe

Na podstawie analizy danych literaturowych i wyników badań własnych, związanych z modelowaniem i technologią heterostruktur InP/InGaAs/AlInAs, Autorka zaproponowała główny cel rozprawy doktorskiej:

Opracowanie podstaw teoretycznych i weryfikacja technologiczna nowej konstrukcji lasera kaskadowego, w której zaproponowano warstwy ograniczające o gradientowym rozkładzie domieszki donorowej w celu uzyskania optymalnego profilu zespolonego współczynnika załamania.

Osiągnięcie głównego celu pracy wiązało się z realizacją następujących zadań szczegółowych:

1. Opracowanie modelu fizycznego i projekt epitaksjalnej struktury lasera QCL z nową konfiguracją warstw ograniczających.
2. Modelowanie struktur laserowych o emisji 5 μm i 9 μm z różną konfiguracją warstw separujących i ograniczających.
3. Propozycja konstrukcji i technologii struktur testowych, w celu weryfikacji wyników modelowania.
4. Wykonanie struktur testowych.
5. Pomiar testowych struktur laserowych i wyznaczenie podstawowych parametrów.
6. Badania wstępne parametrów testowych struktur przyrządowych z zaproponowanymi zmianami konstrukcyjnymi w warstwach separujących i ograniczających.

Realizację szczegółowych zadań badawczych rozpoczęto od analizy najnowszych danych literaturowych, dotyczących kwantowych laserów kaskadowych i ich możliwości aplikacyjnych. Wyniki przeglądu literaturowej naukowej wraz z opisem działania laserów QCL i elementów składowych ich konstrukcji, a także wstępne wyniki modelowania, były podstawą do zdefiniowania celu rozprawy doktorskiej oraz zaproponowania modelu struktury QCL z nową konfiguracją warstw ograniczających, który zaprezentowano w rozdziale 2.1.2.2.

Przeprowadzone modelowanie struktur laserowych na zakres emisji promieniowania 5 i 9 μm , z różną konfiguracją warstw separujących i ograniczających, szczegółowo opisano w rozdziale 3. W pierwszej kolejności modelowano wpływ grubości warstwy separującej InGaAs (zarówno dla 5 μm jak i 9 μm) na takie parametry jak współczynnik uwięzienia modu Γ_E oraz optyczne wzmocnienie progowe g_{th} . Wyniki symulacji były podstawą kolejnego etapu badań, w którym weryfikowano wpływ grubości oraz poziomu domieszkowania warstw

ograniczających na wspomniane parametry Γ_E oraz g_{th} . Ostatnim etapem modelowania, dla poszczególnych długości fal, było zbadanie nowej, zaproponowanej przez Autorkę koncepcji gradientowego rozkładu domieszki w obrębie warstwy ograniczającej – o liniowym lub sinusoidalnym charakterze. Na końcu porównano wyniki przeprowadzonego modelowania, wybrano optymalną konfigurację warstw lasera, zaprojektowano jego strukturę epitaksjalną i technologię testowych falowodów i przyrządów QCL.

Wykonanie struktur testowych wiązało się z dokłanym zapoznaniem z technologią epitaksji z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych, której zasady i warunki pracy opisano w rozdziale 4. Stanowisko epitaksjalne LP-MOVPE, na którym Autorka rozprawy doktorskiej prowadziła prace badawcze, szczegółowo zaprezentowano w rozdziale 6. W ramach prac technologicznych Autorka wyznaczyła krzywe kalibracyjne stanowiska epitaksjalnego, dzięki czemu możliwe było określenie optymalnych parametrów wzrostu struktur testowych, zaproponowanych nowych konstrukcji lasera QCL.

Wyznaczenie podstawowych parametrów takich jak grubość warstwy epitaksjalnej, jej skład molowy oraz jakość powierzchni zbadano za pomocą technik opisanych w rozdziale 5. Wyniki pomiarów wytworzonych struktur testowych: pojedynczych warstw trójskładnikowych InGaAs oraz AlInAs, studni kwantowych InGaAs/AlInAs oraz rdzenia lasera QCL na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP, zaprezentowano w rozdziale 6, dotyczącym realizacji technologicznej modelowanych falowodów QCL.

Ostatnim etapem technologii było zbadanie wpływu zmiany grubości warstwy separującej oraz rozkładu domieszki w obrębie warstwy ograniczającej w testowych strukturach lasera QCL. Badania wstępne parametrów struktur testowych z zaproponowanymi zmianami w warstwach separujących i ograniczających zaprezentowano w rozdziale 7.

W rozdziale 8 przedstawiono wnioski końcowe wynikające z przeprowadzonych przez Autorkę badań, potwierdzające realizację głównego celu rozprawy doktorskiej.

3. Modelowanie laserów na bazie heterostruktury InP/InGaAs/AlInAs

Rzeczywiste techniki symulacyjne umożliwiają nie tylko projektowanie struktur przyrządowych, ale również modelowanie zjawisk fizycznych w nich zachodzących. W pracy zastosowano modelowanie numeryczne do zbadania różnych konfiguracji struktury epitaksjalnej falowodu lasera QCL i wyliczenia podstawowych parametrów optycznych, w celu określenia korelacji między parametrami konstrukcyjno-materiałowymi analizowanych falowodów a charakterystykami użytkowymi struktur QCL. Podstawowymi parametrami, które są niezbędne do symulowania zjawisk optycznych w strukturze epitaksjalnej są grubość poszczególnych warstw, ich skład oraz zespolony współczynnik załamania. Metody pozwalające wyznaczyć skład i grubość warstw epitaksjalnych są powszechnie dostępne i znane. W tym wypadku doskonale sprawdza się wysokorozdzielcza dyfrakcja rentgenowska HRXRD (ang. *High Resolution X-ray diffraction*, HRXRD). Natomiast wyznaczenie zespolonego współczynnika załamania warstw, w dodatku domieszkowanych, dla zakresu średniej podczerwieni jest znacząco utrudnione. Najczęściej stosowaną, ogólnie dostępną metodą pomiaru tego parametru jest elipsometria, jednak standardowy elipsometr pracuje w zakresie spektralnym do ok. 1700 nm. W wypadku projektowania i modelowania falowodów kwantowych laserów kaskadowych niezbędna jest znajomość zespolonego współczynnika załamania warstw struktury epitaksjalnej (domieszkowanych i niedomieszkowanych) w zakresie użytecznej pracy lasera, czyli dla dłuższych fal (zwykle 4 – 12 μm). Wiąże się to z rozbudową klasycznego systemu elipsometrycznego i ogromnym nakładem finansowym lub wykonaniem pomiarów poza macierzystym ośrodkiem badawczym, co znacząco wydłuża czas pomiaru i wiąże się z dodatkowymi kosztami.

W dostępnej literaturze przedmiotu brakuje bezpośredniej informacji odnośnie wartości współczynnika załamania np. domieszkowanego na różnym poziomie na typ n fosforku indu, z którego składają się warstwy ograniczające laserów QCL, bazujących na heterostrukturze InP/InGaAs/AlInAs. Dlatego alternatywnym rozwiązaniem, wspomagającym procedurę badawczą, jest teoretyczne wyznaczenie współczynnika załamania dla określonej długości fali. W wypadku warstw domieszkowanych jest to zagadnienie niebanalne, ponieważ współczynnik załamania zmienia się nieliniowo z koncentracją swobodnych elektronów. Konieczne jest zastosowanie różnych, skomplikowanych modeli (funkcji) matematycznych, które będą w stanie opisać tę zależność. Ilość prac naukowych, dotyczących korelacji współczynnika załamania z poziomem domieszkowania danego materiału dla zakresu średniej podczerwieni jest mocno ograniczona. Można znaleźć zależność współczynnika załamania od domieszkowania jedynie w wąskim zakresie spektralnym albo dla innych układów

materiałowych niż InP/InGaAs/AlInAs. Jedną z prac, gdzie opisano taką zależność dla InP, jest artykuł grupy badawczej z Danii „*Mid-IR optical properties of silicon doped InP*” [126].

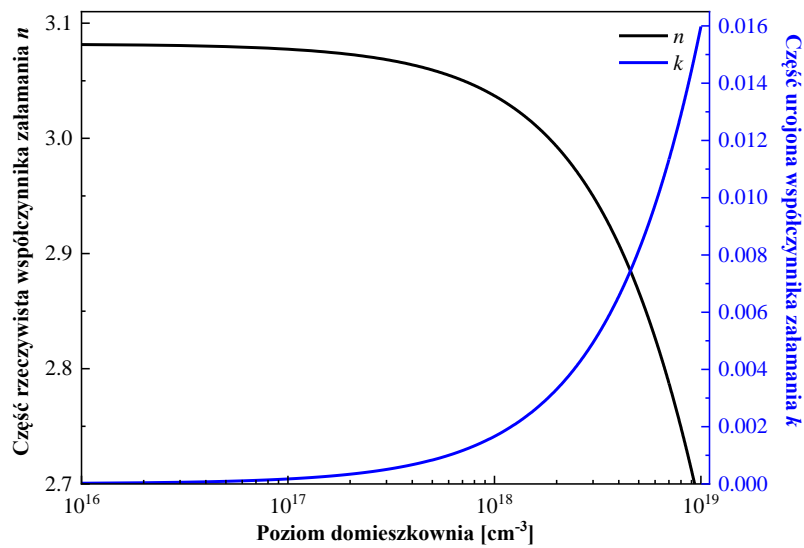
Wyznaczenie zależności współczynnika załamania od poziomu domieszkowania InP, na podstawie wzorów opisanych w pracy [126] było możliwe dzięki współpracy z zespołem prof. Tomasza Czyszanowskiego i mgr. Mikołajem Janczakiem z Politechniki Łódzkiej. Oszacowano zależność zespolonego współczynnika załamania $n^* = n - jk$, gdzie $j = \sqrt{-1}$, na podstawie modelu Drude-Lorenza (DL) i danych z publikacji [126]. Przyjęto zależność:

$$(n - jk)^2 = \varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + j\omega\gamma} \right) + \frac{S\omega_f^2}{\omega_f^2 - \omega^2 - j\omega\Gamma} \quad (6),$$

gdzie: ω - częstotliwość, ε - stała dielektryczna, $\varepsilon_\infty = 9,55$ - stała dielektryczna InP dla dużych częstotliwości, ω_p - częstotliwość plazmowa, $\gamma = 2,19$ THz - współczynnik tłumienia, a odpowiednio $S = 2,2$, $\omega_f = 9,09$ THz oraz $\Gamma = 0,058$ THz to siła, częstotliwość i tłumienie dodatkowego oscylatora Lorentza opisującego absorpcję fononów o częstotliwości ω_f . Dodatkowo, została dopracowana zależność masy efektywnej od poziomu domieszkowania, dla mniejszych wartości koncentracji domieszki, tak aby model obowiązywał w całym zakresie, stosowanym w laserach QCL tzn. $10^{16} \div 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. To z kolei umożliwiło dokładniejsze obliczenie zależności częstotliwości plazmowej od poziomu domieszkowania. Na rysunku 3.1. przedstawiono wyniki modelowania części rzeczywistej n oraz urojonej k współczynnika załamania InP, dla długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$, w zakresie domieszkowania od 10^{16} do 10^{19} cm^{-3} .

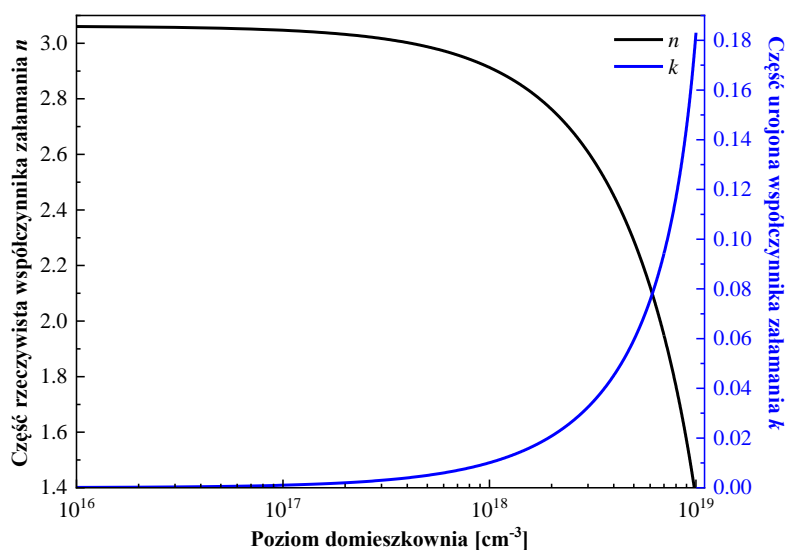
W ramach współpracy z Politechniką Łódzką, dzięki uprzejmości *dr hab. inż. Macieja Demsa*, Autorka pracy miała także możliwość przeprowadzenia serii symulacji teoretycznych w oprogramowaniu *PLaSK*, dzięki czemu możliwe było wyznaczenie rozkładu modu optycznego wzdłuż struktury lasera QCL, przez rozwiązanie równań Maxwella za pomocą metody admitancyjnej fal płaskich (ang. *plain wave admittance method*) [127]. To z kolei pozwala wyliczyć ważne parametry takie jak optyczne wzmocnienie progowe g_{th} oraz współczynnik uwięzienia modu Γ_E . Parametr g_{th} wyznacza się, jako jednorodne wzmocnienie optyczne w obszarze rdzenia lasera zadawane przez program, takie, żeby wzmocnienie zrównoważyło straty w strukturze (czyli część urojona modu była 0). Oprogramowanie umożliwia przeprowadzenie modelowania w wymiarach 1D, 2D a także 3D, dzięki czemu możliwa jest analiza zjawisk fizycznych w szerokim zakresie. Bazę materiałową programu można dowolnie rozszerzać, co daje nieograniczone możliwości w symulowaniu struktur epitaksjalnych na bazie różnych heterostruktur.

Na rysunku 3.1. przedstawiono wyniki modelowania części rzeczywistej n oraz części urojonej k współczynnika załamania InP dla długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$ w zakresie domieszkowania od 10^{16} do 10^{19}cm^{-3} .



Rys. 3.1. Zależność współczynnika załamania InP od poziomu domieszkowania, dla długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$. [mgr Mikołaj Janczak, PŁ]

Analizując korelację pokazaną na rysunku 3.1, stwierdzono, że w zakresie koncentracji $10^{16} - 10^{17} \text{cm}^{-3}$ część rzeczywista współczynnika załamania jest prawie stała, a część urojona (ekstynkcja) jest bliska zeru. Sytuacja drastycznie zmienia się po przekroczeniu poziomu domieszkowania 10^{18}cm^{-3} , kiedy część rzeczywista współczynnika załamania silnie maleje, a część urojona wzrasta kilkukrotnie. Analogiczne modelowanie przeprowadzono dla długości fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, co pokazano na rysunku 3.2.



Rys. 3.2. Zależność współczynnika załamania InP od poziomu domieszkowania dla długości fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$. [mgr Mikołaj Janczak, PŁ]

Można zauważyć, że w wypadku dłuższych fal, zmiana współczynnika załamania wraz ze wzrostem domieszkowania jest dużo wyraźniejsza. Przy koncentracji 10^{19} cm^{-3} część rzeczywista współczynnika załamania spada o ponad połowę, a część urojona zwiększa się prawie 20-krotnie. W porównaniu do ekstynkcji wyliczonej dla długości fali $\lambda = 5 \text{ }\mu\text{m}$, część urojona współczynnika załamania dla $\lambda = 9 \text{ }\mu\text{m}$ wzrasta ponad 10-krotnie, co przekłada się na dużo większe straty absorpcyjne tego promieniowania.

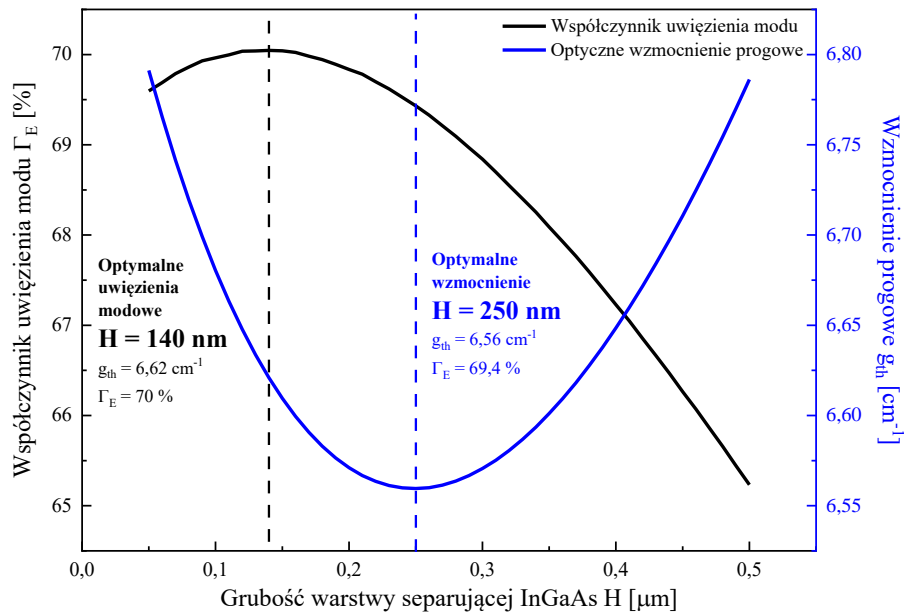
Znajomość wyznaczonych korelacji zespolonego współczynnika załamania InP od poziomu domieszkowania, dla zakresu średniej podczerwieni, jest niezwykle istotna ze względu na optymalizację falowodu kwantowego lasera kaskadowego. Niewielka zmiana współczynnika załamania, nawet o 0,05, powoduje znaczące zmiany w rozkładzie modu optycznego, a tym samym ma wpływ na wartość wyznaczonych parametrów takich jak np. współczynnik uwięzienia modu Γ_E .

3.1. Optymalizacja warstw falowodowych lasera kaskadowego dla długości fali $\lambda = 5 \text{ }\mu\text{m}$

Optymalizacja parametrów materiałowych warstw separujących w laserze QCL polega na takim dobraniu ich grubości oraz poziomu domieszkowania, aby uzyskać maksymalną wartość współczynnika uwięzienia modu Γ_E , co przekłada się na zwiększenie mocy emisyjnej przyrządu. Powoduje to również obniżenie prądu progowego, co związane jest ze spadkiem strat falowodowych i w konsekwencji mniejszym wzmocnieniem progowym g_{th} .

3.1.1. Optymalizacja grubości warstw separujących

Z przeprowadzonych wstępnych symulacji teoretycznych wynika, że ze względu na wielkość współczynnika Γ_E , kluczowym parametrem jest grubość warstwy separującej H . Modelowanie przeprowadzone dla długości fali $\lambda = 5 \text{ }\mu\text{m}$ wykazało, że **w standardowej konstrukcji lasera QCL**, opartej na heterostrukturze InGaAs/AlInAs/InP (rysunek 2.7, rozdział 2.1.2.2), grubość warstwy separującej $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ jest niezwykle istotna i wpływa zarówno na współczynnik ograniczenia modu jak i optyczne wzmocnienie progowe, co pokazano na rysunku 3.1.1. Modelowanie przeprowadzono dla domieszkowania warstwy separującej na poziomie $\sim 3 \div 4 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, zmieniając grubość H w zakresie od 50 do 500 nm z krokiem 10 nm.



Rys. 3.3. Wpływ grubości spacera $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ na współczynnik uwięzienia modu Γ_E oraz optyczne wzmocnienie progowe g_{th} w standardowej konstrukcji falowodu $\text{InGaAs}/\text{AlInAs}/\text{InP}$ lasera QCL o emisji 5 μm . [prace własne]

Na podstawie otrzymanych zależności wyznaczono dwie optymalne grubości warstwy separującej $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$: **140 nm**, która odpowiada maksymalnej wartości współczynnika ograniczenia modu ($\Gamma_E = 70\%$) oraz **250 nm** ze względu na najmniejsze wzmocnienie progowe ($g_{th} = 6,56 \text{ cm}^{-1}$). Różnica wartości g_{th} dla tych dwóch grubości warstwy separującej jest nieznaczna, natomiast współczynnik uwięzienia modu jest większy o 0,6 p.p., w wypadku grubości 140 nm. W związku z tym, że wzrost współczynnika Γ_E przekłada się na większą wyjściową moc optyczną, więc najczęściej konstrukcje laserów optymalizuje się ze względu na współczynnik ograniczenia modu.

Analizując wyniki modelowania warstw separujących stwierdzono, że nie ma możliwości jednoczesnej maksymalizacji współczynnika Γ_E i minimalizacji wartości wzmocnienia progowego g_{th} . Po wykonaniu serii modelowania należy zdecydować, czy będzie się szukać optymalnej grubości warstwy separującej H , przy uwzględnieniu kompromisu między tymi dwoma parametrami, czy skupiać się głównie na zwiększaniu (Γ_E) lub zmniejszeniu (g_{th}) jednego z nich.

W wypadku domieszkowania warstw separujących ze względu na to, że w warstwie separującej rozchodzi się spora część modu (około 20% – rysunek 2.7 w rozdziale 2.1.2.2), to domieszkowanie to ma istotny wpływ na poziom strat absorpcyjnych na swobodnych nośnikach. W związku z tym warstwy separujące powinny być słabo domieszkowane na poziomie ok. 10^{16} cm^{-3} , nie przekraczając znacznie koncentracji domieszki w warstwach ograniczających.

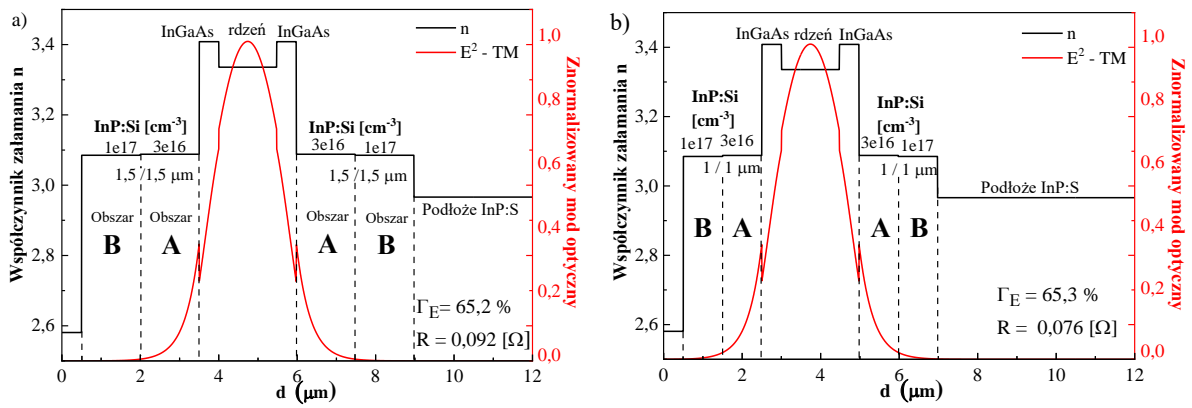
3.1.2. Modelowanie warstw ograniczających ze skokowym rozkładem domieszkowania

W wypadku warstw ograniczających optymalizuje się zarówno grubość jak i poziom ich domieszkowania, podobnie jak dla warstw separujących. Dodatkowo, ze względu na znacznie większą grubość tych warstw i wyższy poziom domieszkowania, mają one większy wpływ zarówno na rezystancję przyrządu jak i straty na swobodnych nośnikach.

Grubość warstw ograniczających określona jest przez rozkład modu optycznego w strukturze – zdefiniowana jest przez intensywność modu równą zero. Zwiększenie grubości tych warstw powoduje gorsze odprowadzenie ciepła i zdecydowanie większą rezystancję przyrządu, która przekłada się na wielkość prądu progowego. Przedstawione symulacje teoretyczne przeprowadzono dla standardowej konstrukcji lasera QCL, opartego na heterostrukturze InGaAs/AlInAs/InP i pracującego na długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$. Konfiguracja warstw rdzenia lasera, odpowiadająca schematowi opisanemu w pracy [128], była następująca:

- **obszar wstrzykiwania** domieszkowany na typ n na poziomie $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ i złożony z siedmiu par **studnia**/bariera $\text{Ga}_{0,34}\text{In}_{0,66}\text{As}/\text{Al}_{0,654}\text{In}_{0,346}\text{As}$ o grubościach (w nm) odpowiednio: **3,02/ 1,44; 2,71/ 1,52; 2,41/1,6; 2,3/1,76; 2,19/1,76; 1,95/2,03; 1,95/2,8**.
- **region aktywny** złożony z czterech par **studnia**/bariera o grubościach (w nm) odpowiednio: **1,36/1,14, 4,75/1,14, 4,18/1,23, 4,02/2,02**.

Konstrukcja lasera zawierała warstwy ograniczające, złożone z dwóch obszarów o różnym poziomie domieszkowania A oraz B, o grubościach $1,5 \mu\text{m}$ każdy - Rys. 3.4. a oraz o grubościach $1 \mu\text{m}$ każdy (lepiej dopasowanych do rozkładu modu optycznego w strukturze) - Rys. 3.4. b.



Rys. 3.4. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) w standardowej konstrukcji lasera QCL z warstwami ograniczającymi, złożonymi z dwóch obszarów domieszkowania: a) o grubości 1,5 μm każdy, b) o optymalnej grubości 1 μm każdy, dopasowanej do rozkładu modu optycznego. [prace własne].

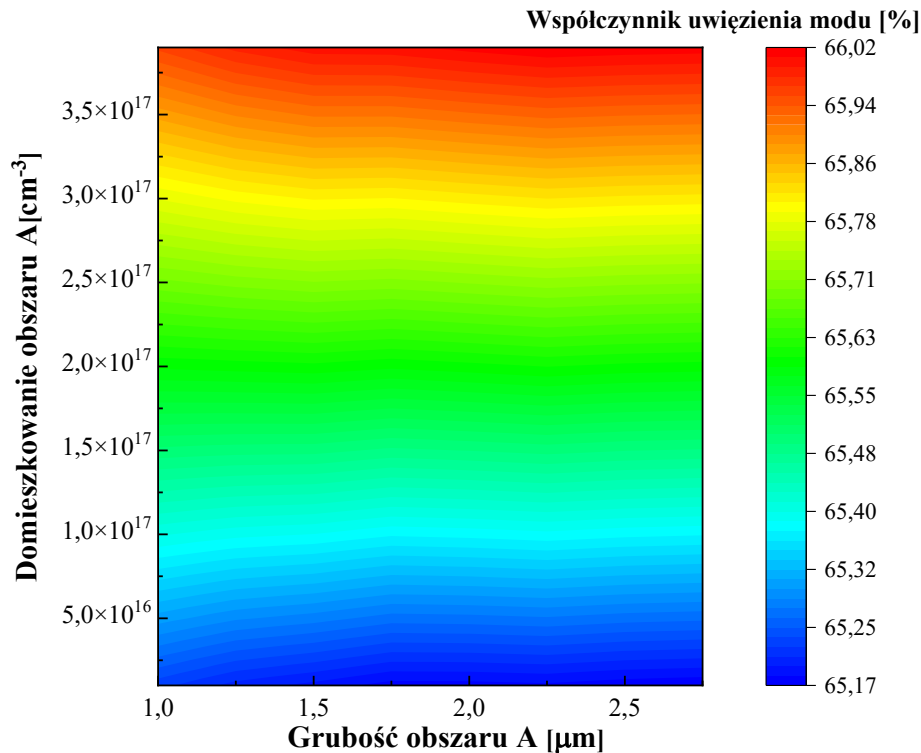
Analizując wyniki symulacji pokazane na Rys. 3.4. stwierdzono, że rezystancja przyrządu R (oszacowana na podstawie wymiarów paska lasera i średniej koncentracji każdej warstwy), po zmniejszeniu grubości każdego z obszarów domieszkowania warstw ograniczających o 0,5 μm (do grubości 1 μm), spadła prawie o 20%. Dodatkowo modelowanie wykazało poprawę wartości współczynnika uwięzienia modu z 65,2% do 65,3%, co potwierdza celowość zmniejszania grubości warstw ograniczających.

Wstępne symulacje pokazały, że na współczynnik ograniczenia modu i optyczne wzmocnienie progowe najbardziej wpływają grubość oraz domieszkowanie obszaru A, położonego najbliżej warstwy separującej. W standardowej konstrukcji lasera QCL ma on grubość 1,5 μm i jest domieszkowany na poziomie 3×10^{16} cm^{-3} . W związku z tym, w następnym etapie modelowania przeprowadzono szereg symulacji, w celu zbadania wpływu grubości i domieszkowania pierwszego schodka (obszar A) na współczynnik Γ_E oraz wielkość optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , dla trzech grubości warstwy separującej $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$: 140 nm, 250 nm oraz 500 nm. Drugi obszar B nie był zmieniany, tzn. zachowano jego grubość 1,5 μm oraz poziom domieszkowania 1×10^{17} cm^{-3} .

3.1.2.1. Optymalizacja parametrów obszaru A dla różnych grubości warstwy separującej

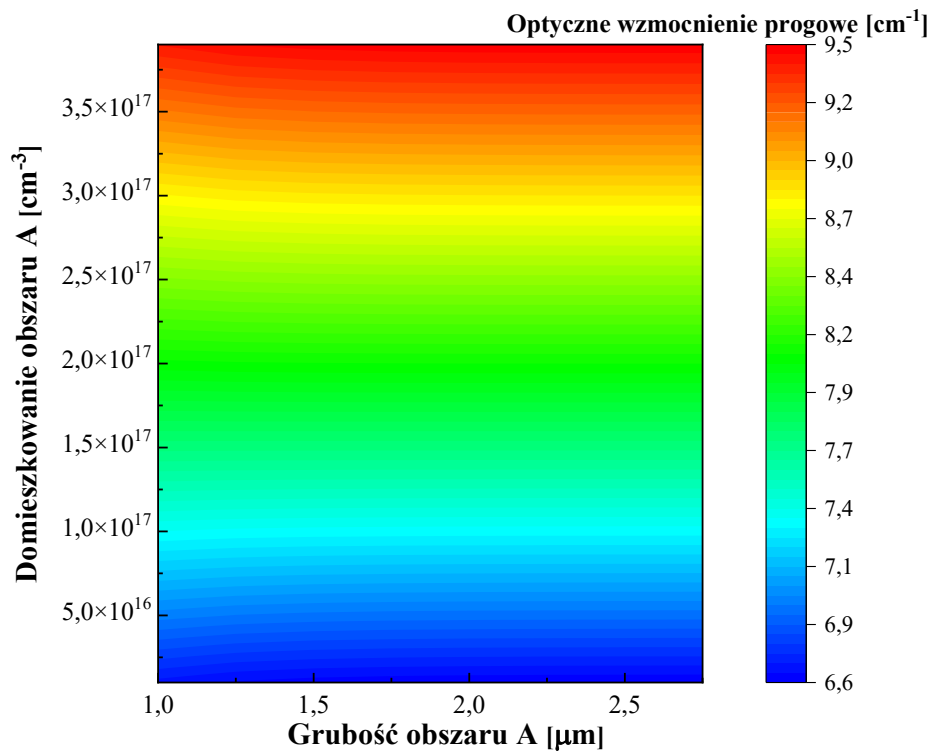
Warstwa separująca InGaAs o grubości 500 nm

Pierwsze symulacje przeprowadzono dla grubości warstwy separującej InGaAs równej $H = 500$ nm – tak jak w standardowej konstrukcji lasera QCL, a otrzymane wyniki pokazano na rysunku 3.5.



Rys. 3.5. Zależność uwięzienia modu od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A przy grubości spacera InGaAs $H = 500$ nm [prace własne].

Na podstawie analizy przedstawionej zależności stwierdzono, że grubość obszaru A nie ma dużego wpływu na współczynnik Γ_E i dla rozważanej konstrukcji można utrzymać jego maksymalną wartość dla grubości warstwy A równej 1 μm . Natomiast poziom domieszkowania powinien być możliwie jak największy, chociaż wzrost Γ_E w zakresie 65,2 ÷ 66% nie jest duży, zatem wpływ samego poziomu domieszkowania obszaru A na uwięzienie modowe, dla przyjętych koncentracji domieszki, nie jest aż krytyczny. Sytuacja jest odwrotna w wypadku wpływu grubości i domieszkowania obszaru A na poziom optycznego wzmocnienia progowego, co pokazano na rysunku 3.6.

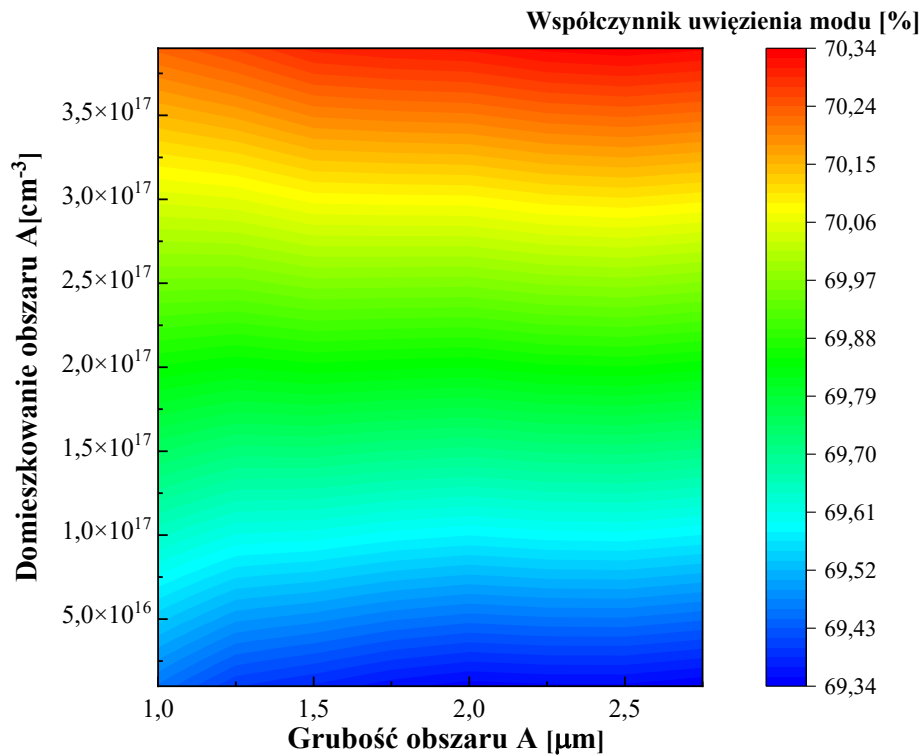


Rys. 3.6. Zależność optycznego wzmocnienia progowego od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A przy grubości spacera InGaAs $H = 500$ nm [prace własne].

Analizując otrzymane wyniki można zauważyć, że podobnie jak dla parametru Γ_E grubość obszaru A nie ma wpływu na wzmocnienie optyczne, więc podczas projektowania grubość obu obszarów powinna być dobrana biorąc pod uwagę najlepsze dopasowanie do rozkładu modu optycznego w strukturze. Wpływ poziomu domieszkowania na optyczne wzmocnienie progowe g_{th} jest analogiczny do zależności wyznaczonej dla współczynnika Γ_E (rys.3.5), tj. im wyższy poziom domieszkowania obszaru A tym większa wartość parametru g_{th} . Różnica między minimalną symulowaną wartością parametru g_{th} ($6,6 \text{ cm}^{-3}$), a maksymalną ($9,5 \text{ cm}^{-3}$) jest znaczna i wynosi ok. 40%. W związku z tym, aby minimalizować parametr g_{th} , należy zapewnić możliwie najmniejszy poziom domieszkowania obszaru A, leżącego bezpośrednio w sąsiedztwie rdzenia lasera QCL.

Warstwa separująca InGaAs o grubości 250 nm

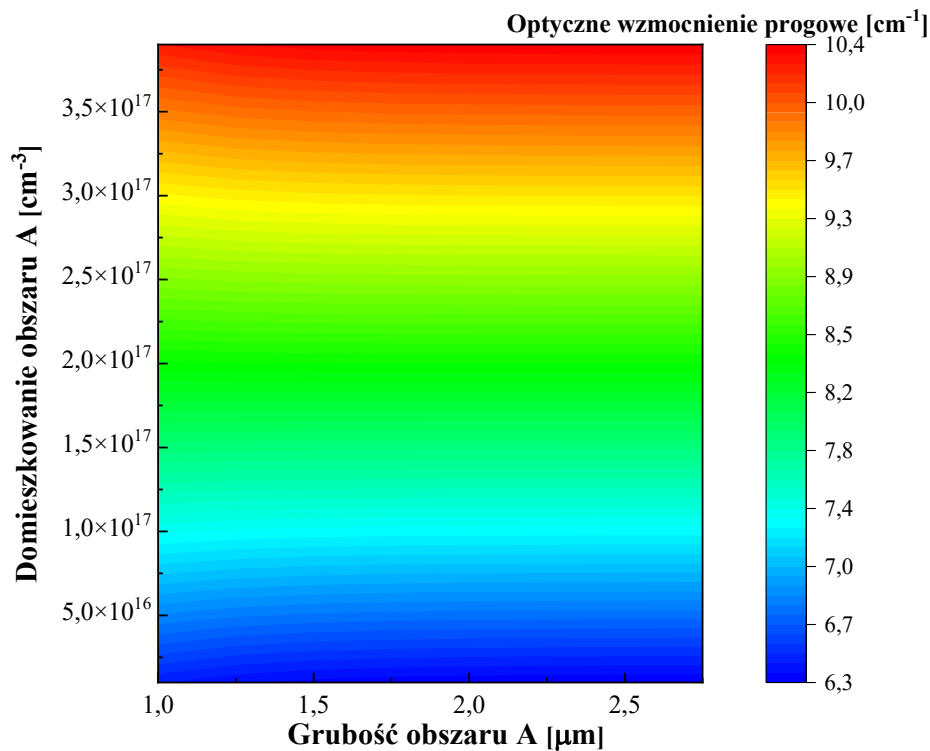
W następnym etapie badań przeprowadzono analogiczne symulacje, ale dla grubości warstwy separującej InGaAs wynoszącej $H = 250$ nm – czyli optymalnej ze względu na optyczne wzmocnienie progowe (rozd. 3.1.1, rys. 3.3). Uzyskane wyniki zaprezentowano na rysunkach 3.7 oraz 3.8.



Rys. 3.7. Zależność uwięzienia modu od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A przy grubości spacera InGaAs równej $H = 250$ nm [prace własne].

W wypadku zastosowania warstwy separującej InGaAs o dwukrotnie mniejszej grubości 250 nm, zależność jest analogiczna jak dla 500 nm. Grubość obszaru A ma niewielki wpływ na poziom uwięzienia modu i dla grubości powyżej 1,2 μm jest on praktycznie stały. Większe znaczenie ma poziom domieszkowania, jednak tak jak dla spacera o grubości 500 nm, obserwowany wzrost współczynnika Γ_E , w analizowanym przedziale koncentracji domieszki, to zaledwie 1 p.p. i zawiera się w przedziale 69,3 ÷ 70,3 %.

Tak jak w poprzednich konfiguracjach, dla grubości warstwy separującej InGaAs $H = 250$ nm nie obserwuje się wpływu grubości obszaru A na optyczne wzmocnienie progowe g_{th} . Natomiast wraz ze wzrostem poziomu domieszkowania obszaru A rośnie wartość parametru g_{th} , przy czym wzrost ten jest większy dla mniejszych grubości warstwy separującej InGaAs i dla rozważanej wartości 250 nm, różnica między najmniejszym ($6,3 \text{ cm}^{-3}$) i największym ($10,4 \text{ cm}^{-3}$) wzmocnieniem progowym wynosi aż 65% (40% dla $H = 500$ nm), co pokazano na rysunku 3.8.

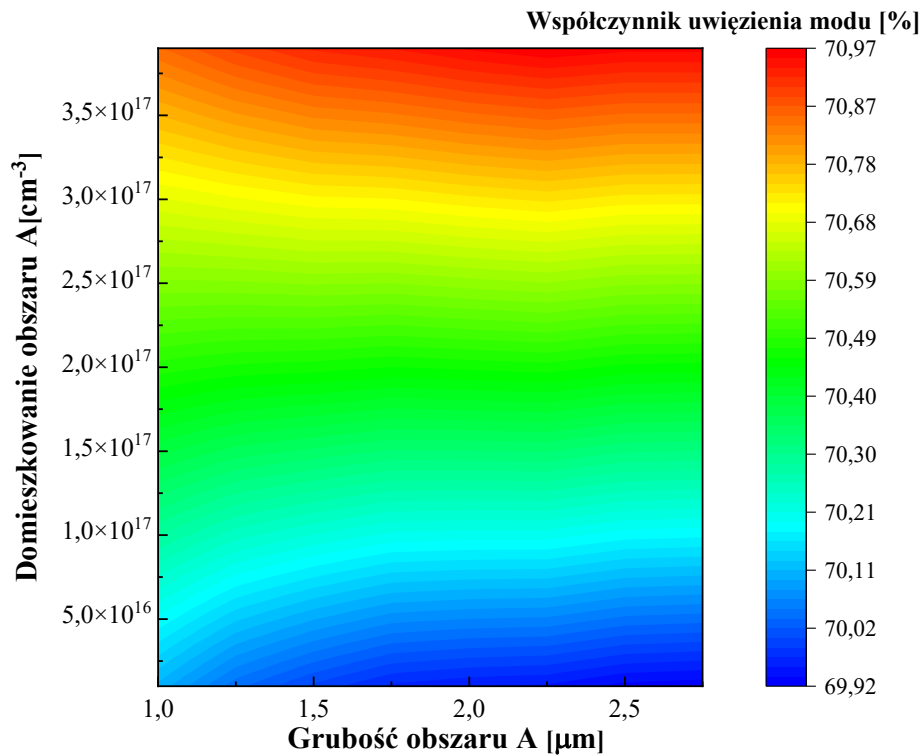


Rys. 3.8. Zależność optycznego wzmocnienia progowego od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A przy grubości spaceru InGaAs $H = 250$ nm [prace własne].

Warstwa separująca InGaAs o grubości 140 nm

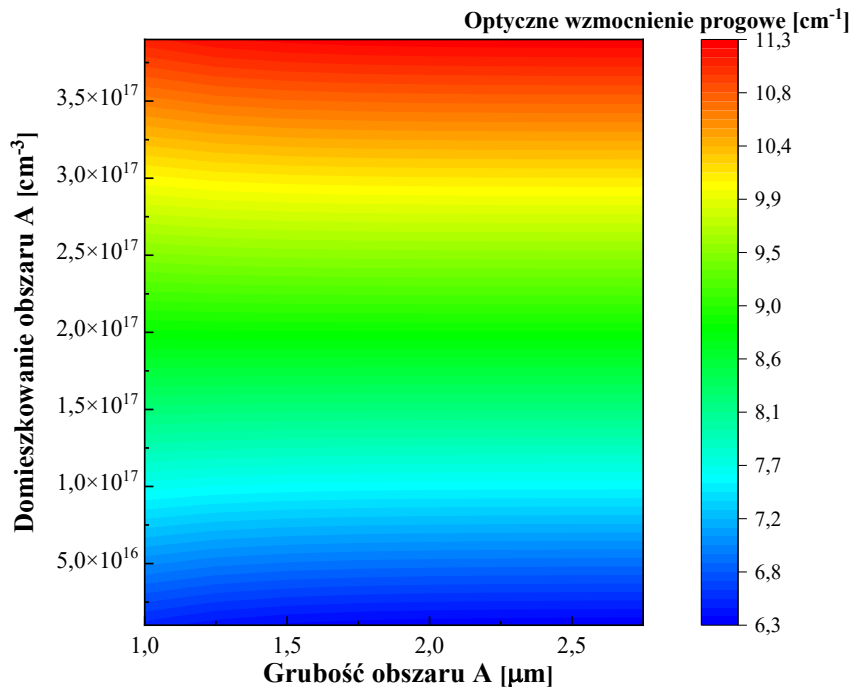
Następnie wykonano analogiczne symulacje teoretyczne dla grubości warstwy separującej InGaAs wynoszącej 140 nm, która odpowiada maksymalnej wartości współczynnika ograniczenia modu Γ_E , dla standardowej konstrukcji lasera QCL (rozdz. 3.1.2, rysunek 3.4a). Wyniki modelowania wpływu grubości i poziomu domieszkowania obszaru A na współczynnik uwięzienia modu oraz optyczne wzmocnienie progowe pokazano odpowiednio na rysunkach 3.9 oraz 3.10.

W wypadku warstwy separującej o grubości 140 nm, grubość obszaru A w zakresie $1 \div 2$ μm zaczyna być zauważalna, chociaż wzrost współczynnika Γ_E jest niewielki i wynosi 0,1 p.p. Tak jak w poprzednich symulacjach, krytyczny jest poziom domieszkowania obszaru A, który powoduje znaczne zmiany współczynnika uwięzienia modu w zakresie $69,9 \div 71\%$ (wzrost o 1,1 p.p.), niemalże identycznie jak w wypadku warstwy separującej o grubości 250 nm. Należy jednak zauważyć, że wzrost parametru Γ_E , w porównaniu do standardowej konstrukcji lasera QCL, w której grubość warstwy separującej wynosiła 500 nm, z poziomu 65,2% do 71% (o 5,8 p.p.).



Rys. 3.9. Zależność uwięzienia modu od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A przy grubości spaceru InGaAs równej $H = 140$ nm [prace własne].

Jedynie obserwowane zmiany w stosunku do wyników poprzednich symulacji dotyczą grubości obszaru A w zakresie 1 do 1,3 μm , następnie wartość współczynnika ograniczenia modu stabilizuje się.



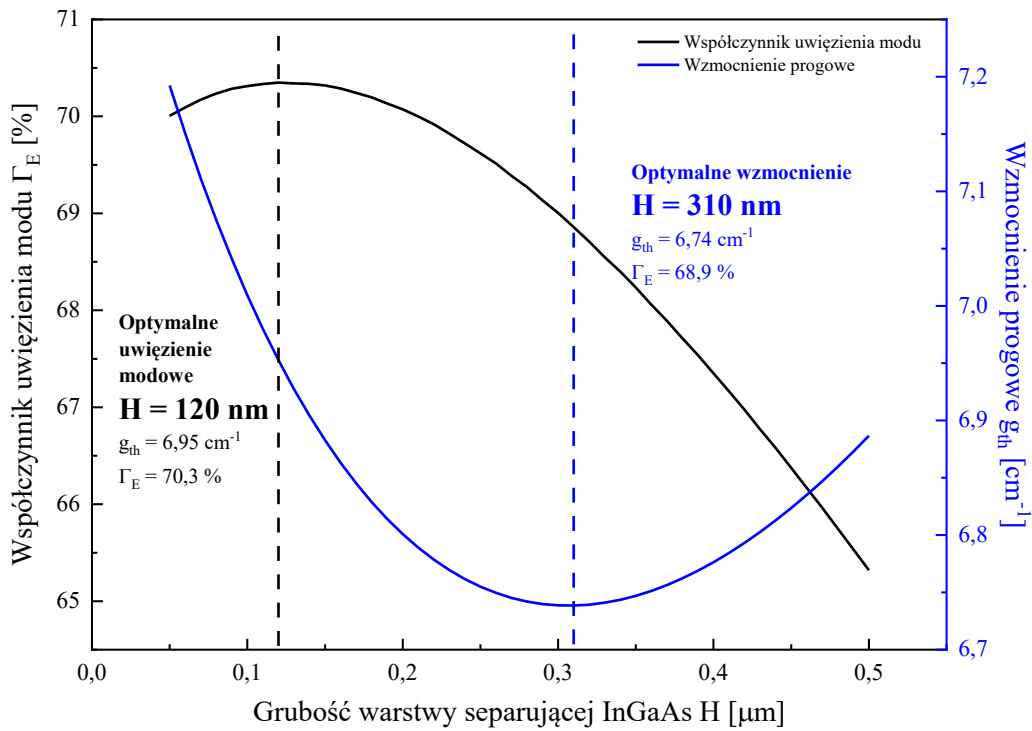
Rys. 3.10. Zależność optycznego wzmocnienia progowego od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A przy grubości spaceru InGaAs równej $H = 140$ nm [prace własne].

W wypadku badania wpływu grubości i domieszkowania obszaru A na optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , przy grubości warstwy separującej 140 nm, otrzymano zależności zbliżone do wyników modelowania dla spaceru InGaAs o grubości 250 nm. Zakres zmian wartości optycznego wzmocnienia progowego jest taki sam, jednak obserwuje się nieznaczne różnice w rozkładzie tego parametru. Podobnie jak wcześniej, grubość obszaru A nie wpływa na optyczne wzmocnienie progowe, bardziej krytyczne jest domieszkowanie tego obszaru, które należy utrzymać na możliwie najniższym poziomie, w celu minimalizacji wartości g_{th} .

3.1.2.2. Modelowanie grubości warstwy separującej dla optymalnej grubości warstw ograniczających

Na podstawie przeprowadzonych wstępnych symulacji i analizy otrzymanych wyników Autorka stwierdziła, że w dalszych pracach modelowania falowodów laserów QCL, należy skupić się głównie na **optymalizacji struktury pod względem optycznego wzmocnienia progowego g_{th}** , którego wartość jest najbardziej czuła na zmiany poziomu domieszkowania obszarów ograniczających, przy jednoczesnym uzyskaniu możliwie największej wartości współczynnika uwięzienia modu Γ_E .

W celu wyznaczenia optymalnych grubości H warstw separujących In_{0,53}Ga_{0,47}As, dla konstrukcji lasera ze zmniejszoną grubością warstw ograniczających do 2 μm , lepiej dopasowaną do rozkładu promieniowania o długości 5 μm (rysunek 3.4b), przeprowadzono modelowanie wpływu grubości spaceru na wartość współczynnika Γ_E oraz wzmocnienia progowego g_{th} . Wyniki symulacji przedstawiono na rysunku 3.11.



Rys. 3.11. Wpływ grubości H spaceru InGaAs na współczynnik uwięzienia modu Γ_E oraz optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , dla konstrukcji falowodu lasera QCL ze zmniejszoną grubością warstw ograniczających do $2 \mu\text{m}$ i długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$ [prace własne].

Analizując dane otrzymane z przeprowadzonego modelowania można zauważyć, że optymalna grubość warstwy separującej ze względu na współczynnik Γ_E jest niewiele mniejsza niż w wypadku standardowej konstrukcji ($H = 140 \text{ nm}$, rys. 3.3) i wynosi 120 nm . Natomiast optymalna grubość spaceru ze względu na poziom optycznego wzmocnienia progowego g_{th} wynosi 310 nm i jest o 60 nm większa niż w wypadku konstrukcji standardowej ($H = 250 \text{ nm}$, rys. 3.3). W związku z tym przeprowadzono kolejne, analogiczne jak dla obszaru A symulacje dotyczące obszaru B.

3.1.2.3. Modelowanie parametrów obszaru B dla różnych grubości warstw separujących

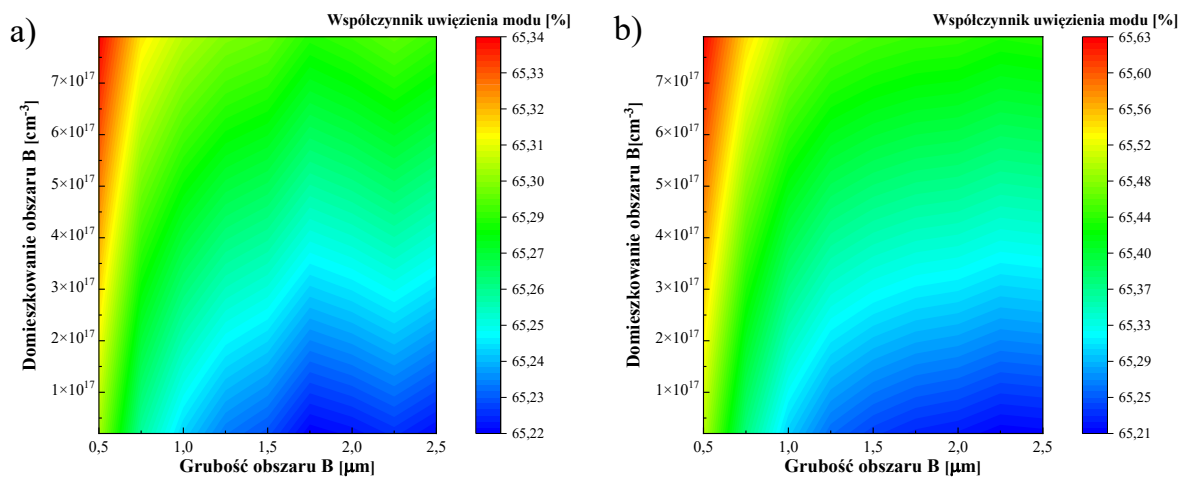
Optymalizacja parametrów obszaru B dla warstwy separującej o grubości 500 nm

Podczas modelowania badano wpływ poziomu domieszkowania obszaru B (w zakresie $1 \times 10^{16} - 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) i jego grubości (zmiana od $0,5 \mu\text{m}$ do $2,5 \mu\text{m}$) na uwięzienie modowe Γ_E i wzmocnienie progowe g_{th} , zakładając następujące parametry obszaru A: stałe domieszkowanie na poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ oraz dwie grubości - $1,5 \mu\text{m}$ (standardowy falowód) oraz $1 \mu\text{m}$ (dopasowanie do rozkładu promieniowania o długości $5 \mu\text{m}$).

Modelowanie przeprowadzono dla standardowej i optymalizowanych wcześniej grubości spaceru $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ tzn. dla $H = 500, 310, 250, 140, 120$ nm. Otrzymane wyniki zilustrowano na rysunkach 3.12-3.17.

Warstwa separująca InGaAs o grubości 500 nm

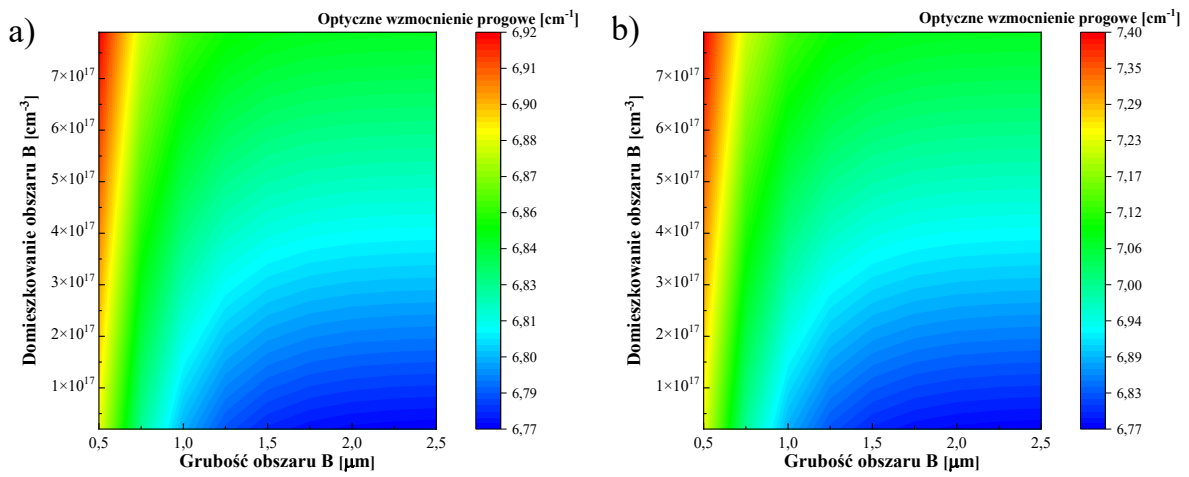
Zależność uwięzienia modu od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B, dla grubości spaceru $H = 500$ nm oraz dwóch grubości 1,5 μm i 1 μm obszaru A, pokazano na rysunku 3.12. Na podstawie otrzymanych danych stwierdzono, że wpływ grubości i poziomu domieszkowania obszaru B na współczynnik ograniczenia modu Γ_E jest większy dla mniejszej grubości obszaru A (Rys. 3.12b).



Rys. 3.12. Zależność uwięzienia modu od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B, dla grubości spaceru $H = 500$ nm oraz grubościach obszaru A: a) 1,5 μm ; b) 1 μm . [prace własne].

Jednocześnie zaobserwowano, że maksymalną wartość parametru $\Gamma_E = 65,63\%$ można osiągnąć stosując cieńszy obszar B (nie grubszy niż 750 nm) i możliwie największy poziom jego domieszkowania. W wypadku obszaru A o grubości 1,5 μm , modelowanie wykazało nieznaczny wzrost współczynnika Γ_E do wartości 65,21% (o zaledwie 0,1 p.p.), natomiast przy grubości 1 μm wzrost tego parametru jest trochę większy i wynosi 0,35 p.p. Można zatem wnioskować, że im cieńsza warstwa ograniczająca tym większy wpływ jej domieszkowania na współczynnik uwięzienia modu, chociaż zmiana ta nie jest tak duża jak przy zmianie grubości warstwy separującej.

W wypadku wpływu grubości i poziomu domieszkowania obszaru B na poziom optycznego wzmocnienia progowego, podobnie jak dla współczynnika Γ_E można zauważyć, że im cieńszy obszar A tym większy wpływ na wartość g_{th} mają zmiany wprowadzone w obszarze B.

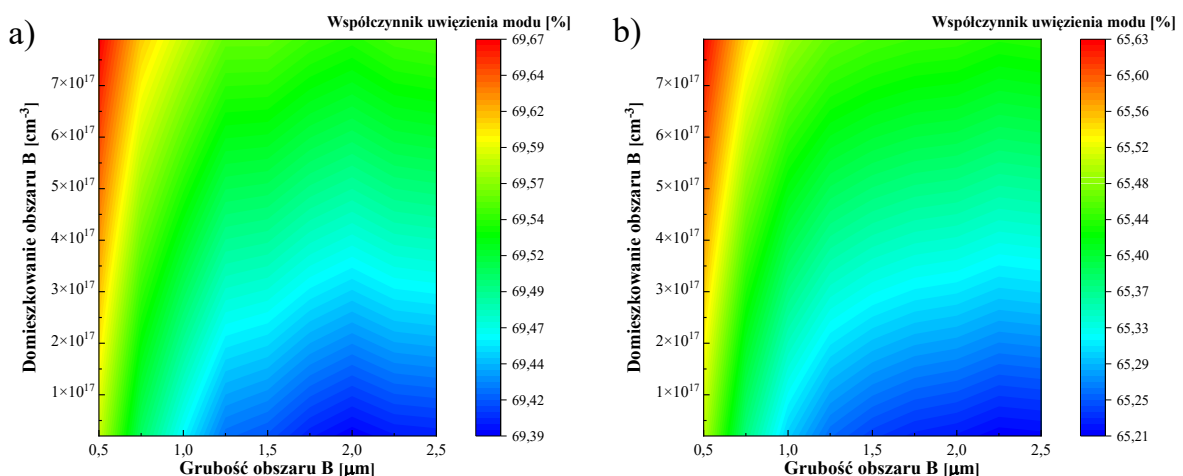


Rys. 3.13. Zależność optycznego wzmocnienia progowego od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B, dla grubości spaceru $H = 500$ nm oraz grubościach obszaru A: a) 1,5 μm; b) 1 μm [prace własne].

W porównaniu do danych z rysunku 3.12 wyniki modelowania przedstawione na rys. 3.13. pokazują jednoznacznie, że najmniejsze wartości wzmocnienia progowego $g_{th} = 6,77$ cm⁻¹ można uzyskać dla obszaru B o grubości 1,3 μm i możliwie najmniejszych poziomów jego domieszkowania, czyli odwrotnie niż dla omawianego wcześniej współczynnika uwięzienia modu.

Warstwy separujące InGaAs o grubościach 250 nm i 310 nm

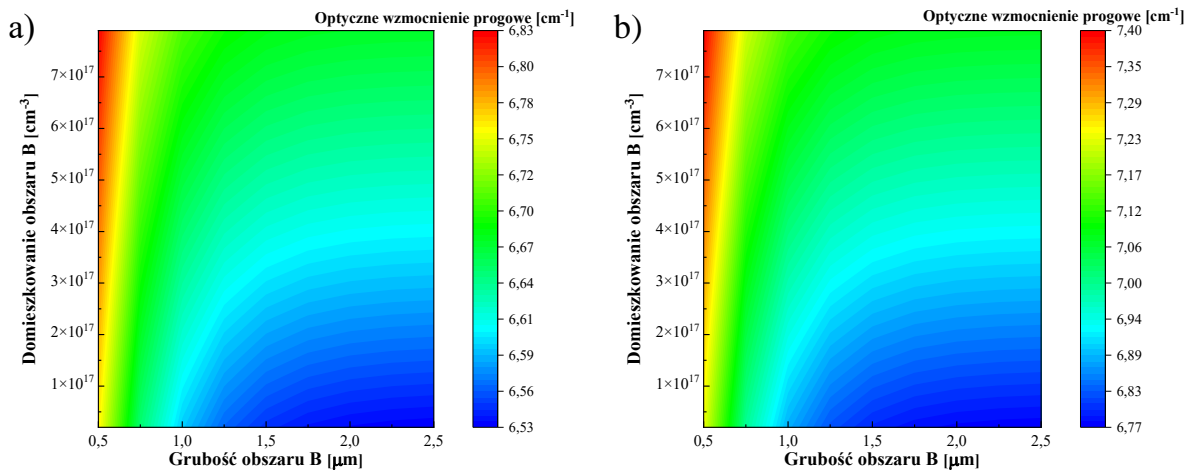
Wprowadzane zmiany parametrów materiałowych w obszarze B będą miały większy wpływ w wypadku konstrukcji lasera QCL ze zmniejszoną grubością warstwy separującej. Dlatego w następnej kolejności przeprowadzono modelowanie dla falowodu z warstwami separującymi InGaAs grubościami 250 nm i 310 nm (optymalnymi ze względu na minimalną wartość wzmocnienia progowego g_{th}), odpowiednio dla obszaru A o grubości 1,5 μm (Rys. 3.14a, 3.15a) i 1 μm (Rys.3.14b, 3.15b).



Rys. 3.14. Zależność uwięzienia modu od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B dla: a) grubości spaceru $H = 250$ nm oraz obszaru A o grubości 1,5 μm; b) grubości spaceru $H = 310$ nm oraz obszaru A o grubości 1 μm [prace własne]

Na podstawie uzyskanych wyników, zauważono analogiczne korelacje jak dla grubości $H = 500$ nm - im cieńszy obszar A, tym większy wpływ mają zmiany wprowadzane w obszarze B. Dodatkowo, oprócz wzrostu współczynnika uwięzienia modu Γ_E , zaobserwowano także zwiększenie różnicy między minimalną (65,21%) a maksymalną (65,63%) wartością tego parametru, która w wypadku cieńszego obszaru A osiąga ok. 0,4 p. p. (Rys.3.14b).

Zależność wzmocnienia progowego dla optymalnych grubości spaceru InGaAs zaprezentowano na rysunku 3.15.

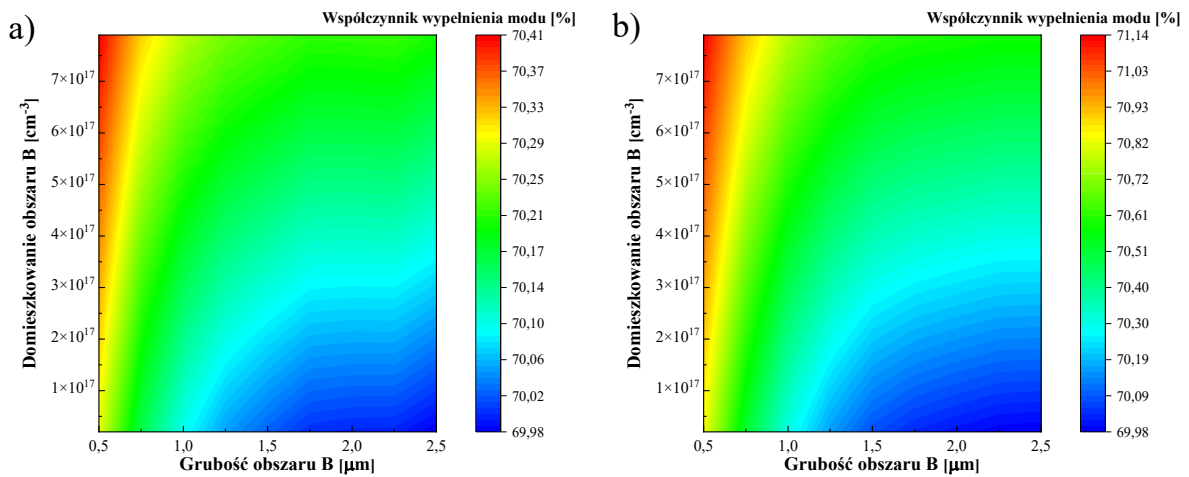


Rys. 3.15. Zależność optycznego wzmocnienia progowego od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B dla: a) grubości spaceru InGaAs $H = 250$ nm oraz obszaru A o grubości $1,5$ μm; b) grubości spaceru $H = 310$ nm oraz obszaru A o grubości 1 μm. [prace własne]

Otrzymane wyniki są analogiczne do rezultatów poprzednich symulacji. Jednak zmiany wzmocnienia progowego wywołane przez modyfikacje parametrów obszaru B, przy cieńszej grubości (1 μm) obszaru A, są znacznie większe (9%) i rosną w zakresie $6,77$ cm⁻¹ do $7,40$ cm⁻¹.

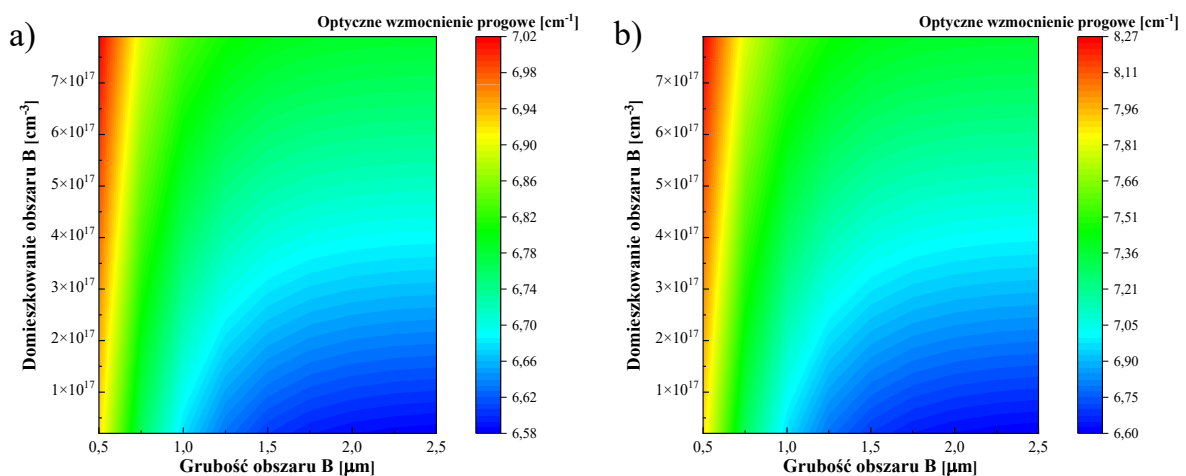
Warstwy separujące InGaAs o grubościach 140 nm i 120 nm

Następnie przeprowadzono symulacje dla najcieńszych grubości warstw separujących 140 nm i 120 nm, wyznaczonych odpowiednio dla obszaru A o grubości $1,5$ μm oraz 1 μm, optymalnych ze względu na maksymalny współczynnik uwięzienia modu. Wyniki modelowania pokazano na rysunkach 3.16 oraz 3.17.



Rys. 3.16. Zależność uwięzienia modu od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B dla: a) grubości spaceru InGaAs $H = 140$ nm oraz obszaru A o grubości $1,5 \mu\text{m}$; b) grubości spaceru $H = 120$ nm oraz obszaru A o grubości $1 \mu\text{m}$. [praca własna]

Zależności przedstawione na rysunku 3.16 są zgodne z wynikami poprzednich symulacji i potwierdzają wcześniejsze spostrzeżenia, że im cieńszy obszar A tym większy wpływ mają zmiany wprowadzane w obszarze B, co daje nam większe możliwości optymalizacyjne. Charakter zmian w obu wypadkach jest podobny, jednak zastosowanie cieńszych warstw ograniczających (obszar A oraz B o grubości $1 \mu\text{m}$) pozwala na uzyskanie lepszego uwięzienia modu.



Rys. 3.17. Zależność optycznego wzmocnienia progowego od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B dla: a) grubości spaceru $H = 140$ nm oraz obszaru A o grubości $1,5 \mu\text{m}$; b) grubości spaceru $H = 120$ nm oraz obszaru A o grubości $1 \mu\text{m}$. [prace własne]

W wypadku analizy wpływu grubości i poziomu domieszkowania obszaru B na optyczne wzmocnienie progowe otrzymane zależności mają identyczny charakter jak w poprzednich symulacjach. Wpływ ten jest bardziej krytyczny w wypadku cieńszego obszaru A, a zmiana między minimalną a maksymalną wartością parametru g_{th} wynosi prawie $1,5 \text{ cm}^{-1}$, co daje ponad 25% różnicy.

Przedstawione wyniki modelowania potwierdziły wcześniejsze wnioski z badań wstępnych, że nie można jednocześnie osiągnąć maksymalnego poziomu uwięzienia modowego oraz minimalnego optycznego wzmocnienia progowego. Dlatego podczas optymalizacji konstrukcji falowodów lasera QCL należy szukać kompromisu pomiędzy tymi dwoma parametrami, które wpływają na maksymalną moc wyjściową, straty falowodowe, czy prąd progowy. W związku z tym autorka pracy zdecydowała się na *zastosowanie i zbadanie nowej koncepcji warstw ograniczających z gradientowym rozkładem domieszki*, w celu otrzymania lepszych parametrów użytkowych lasera QCL.

3.1.3. Modelowanie warstw ograniczających z gradientowym rozkładem domieszki

Ze względu na wspomniane trudności jednoczesnej optymalizacji uwięzienia modu Γ_E i wzmocnienia progowego g_{th} , w dalszych symulacjach wprowadzono dodatkowo nowy parametr – tzw. wskaźnik jakości δ , który pozwala lepiej kontrolować zmiany obydwu parametrów podczas modelowania i szybciej zdefiniować optymalną konstrukcję falowodu. Zdefiniowano go jako stosunek współczynnika uwięzienia modu Γ_E do całkowitych strat α w strukturze falowodu, który w literaturze anglojęzycznej określany jest jako „*figure of merit*” - Γ/α [129]. Parametr ten wyznaczano na podstawie wzoru (7):

$$\delta = \frac{\Gamma_E}{\alpha} \quad (6)$$

Zatem, im większy jest wskaźnik jakości δ , tym zaprojektowana konstrukcja charakteryzuje się lepszymi parametrami. Straty falowodowe są ściśle związane z optycznym wzmocnieniem progowym i rosną wraz ze wzrostem parametru g_{th} .

W ramach modelowania warstw ograniczających z gradientowym rozkładem domieszki, przeprowadzono serię symulacji teoretycznych, w celu wyznaczenia optymalnego profilu domieszkowania, biorąc pod uwagę maksymalną wartość wskaźnika δ . Rozkłady domieszki zaprojektowano według następujących schematów:

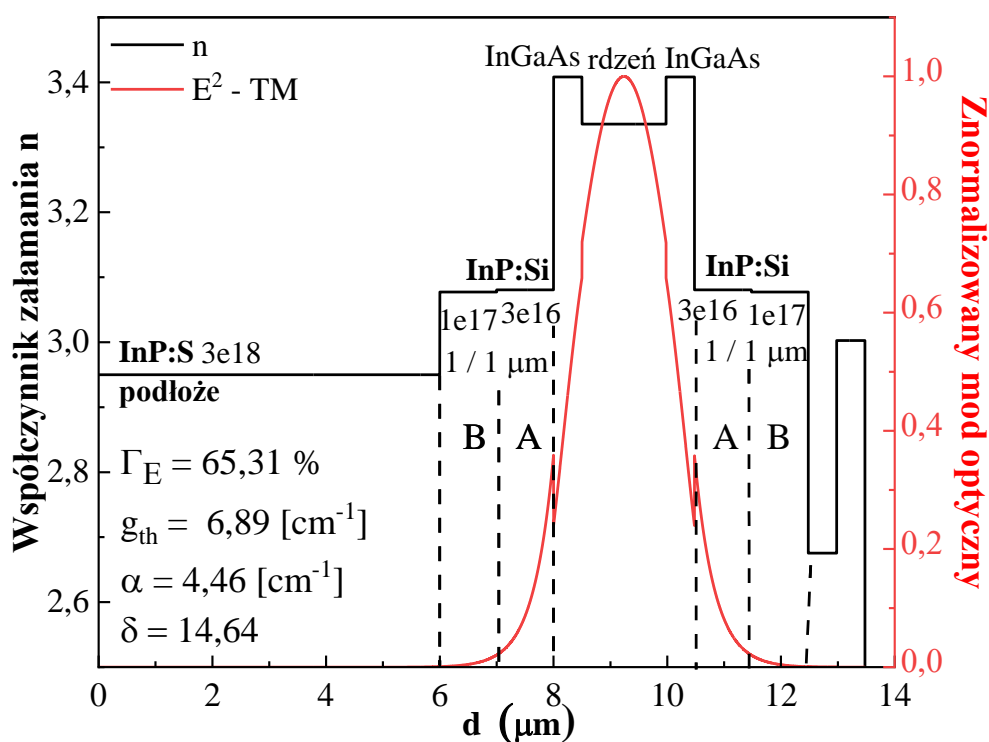
- Obszar A domieszkowany na stałym poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a obszar B domieszkowany na stałym poziomie $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **standard**,
- obszar A domieszkowany na stałym poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a obszar B domieszkowany gradientowo z liniowym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **B liniowy**,
- Obszar AB jako jeden $2 \mu\text{m}$ obszar domieszkowany gradientowo z liniowym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **AB liniowy**,
- obszar A domieszkowany na stałym poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a obszar B domieszkowany gradientowo z sinusoidalnym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **B sinus**,
- Obszar AB jako jeden $2 \mu\text{m}$ obszar domieszkowany gradientowo z sinusoidalnym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **AB sinus**.

Modelowanie wykonano dla 3 różnych grubości warstw separujących 500 nm, 310 nm oraz 120 nm (Rys.3.11) i dla konstrukcji, w której grubość warstw ograniczających wynosiła $2 \mu\text{m}$

(Rys.3.4b). W każdej symulacji wyznaczano cztery parametry takie jak: współczynnik uwięzienia modu Γ_E , optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , całkowite starty w strukturze α oraz wskaźnik jakości δ . Otrzymane wyniki, dla każdego rodzaju rozkładu domieszki w omawianych konstrukcjach, zilustrowano na wykresach i przeanalizowano, biorąc pod uwagę największą wartość wskaźnika δ , jako wykładnik najlepszego profilu domieszkowania badanych serii. Standardową konstrukcją falowodu lasera QCL, dla konkretnej grubości warstwy separującej InGaAs, przyjęto jako strukturę referencyjną.

3.1.3.1. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 500 nm

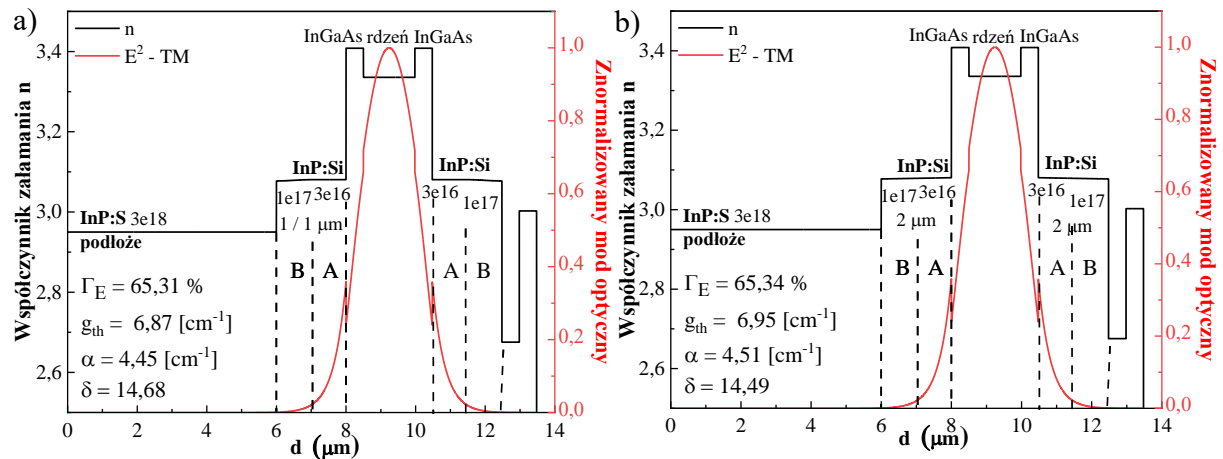
Modelowanie wykonano dla 5 różnych konstrukcji przedstawionych w rozdziale 3.1.3, przy zachowaniu grubości warstwy separującej wynoszącej 500 nm. Wyniki przeprowadzonych symulacji zaprezentowano na rysunkach 3.18 – 3.20.



Rys. 3.18. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2-TM (linia czerwona), dla standardowej konstrukcji falowodu lasera QCL, z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości $1 \mu m$ każdy, przy grubości warstwy separującej 500 nm.

[prace własne]

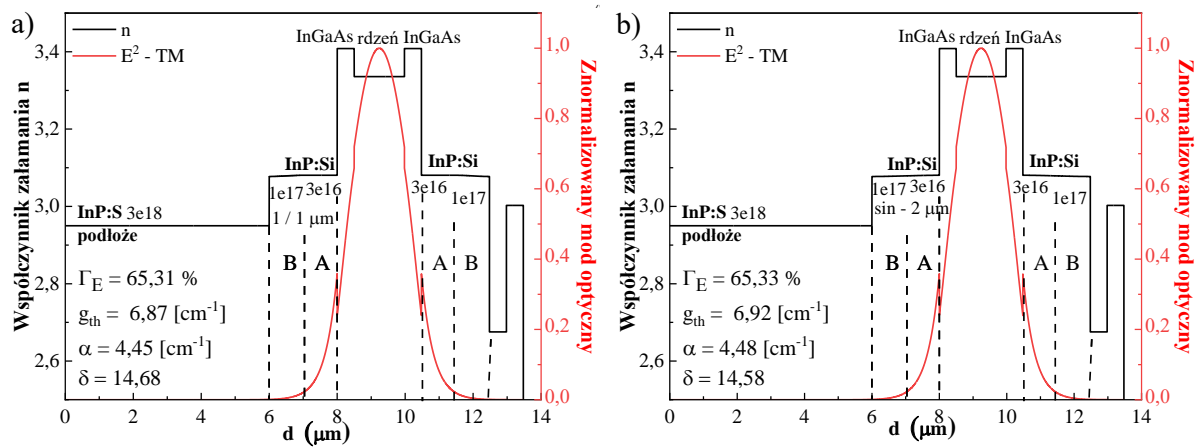
Jako pierwsze zamodelowano konstrukcje falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu *B liniowy* oraz *AB liniowy*, dla spacerera InGaAs o grubości 500 nm. Otrzymane wyniki pokazano odpowiednio na rysunkach 3.19a oraz 3.19b i porównano ze strukturą referencyjną – rysunek 3.18. Wprowadzenie liniowego rozkładu domieszki w obszarze B spowodowało wzrost wskaźnika δ od wartości 14,64 do wartości 14,68, przy nieznacznym zmniejszeniu całkowitych strat i wartości optycznego wzmocnienia progowego.



Rys. 3.19. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B liniowy*, b) *AB liniowy*; przy grubości warstwy separującej 500 nm. [prace własne]

Zatem, konstrukcja z liniowym rozkładem domieszki w obszarze B wykazuje lepsze parametry niż struktura standardowa. W wypadku wprowadzenia liniowego rozkładu domieszki w obrębie całej warstwy ograniczającej $A+B$ (*AB liniowy*), lekko poprawia się jedynie współczynnik uwięzienia modu w obszarze rdzenia, natomiast pozostałe parametry ulegają pogorszeniu. Jest to zgodne z wcześniejszymi wnioskami, dotyczącymi wpływu grubości i poziomu domieszkowania zarówno obszaru A jak i B na optyczne wzmocnienie progowe - im wyższy poziom domieszkowania, tym większe straty w strukturze, co skutkuje wzrostem parametru g_{th} .

Następnie badano konstrukcje falowodów z sinusoidalnym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu *B sinus* oraz *AB sinus*. Otrzymane wyniki pokazano na rysunku 3.20.

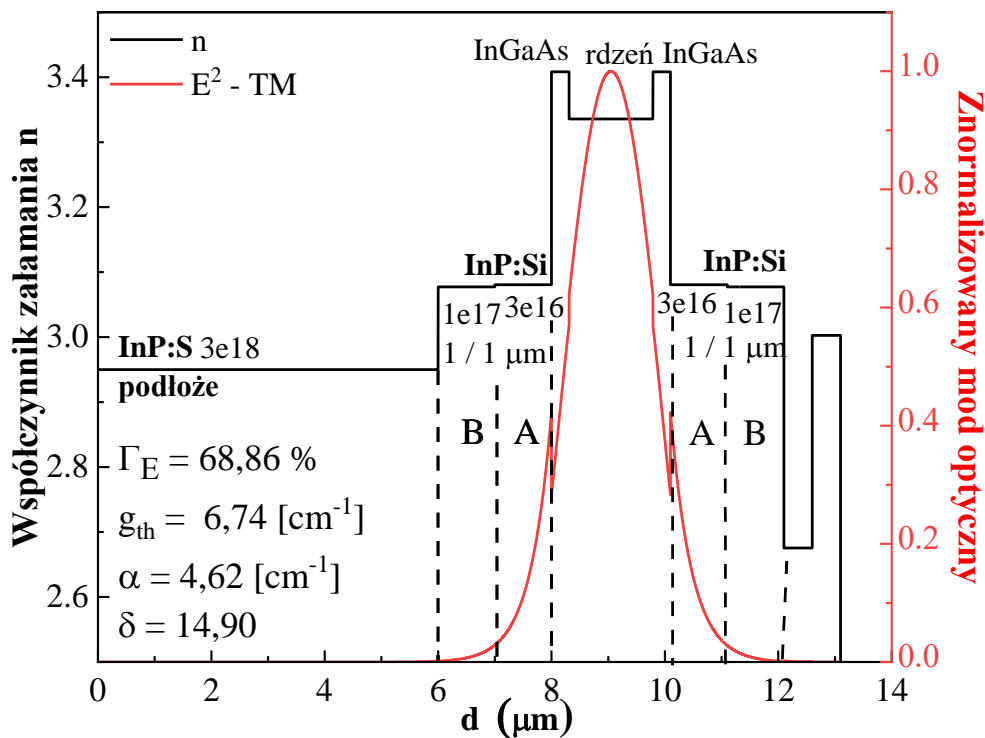


Rys. 3.20. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) $B \sinus$, b) $AB \sinus$; przy grubości warstwy separującej 500 nm.
[prace własne]

Stwierdzono, że wprowadzenie sinusoidalnego rozkładu domieszki w obszarze B (Rys. 3.20a) daje takie same wyniki jak dla liniowego rozkładu domieszki w tym obszarze ($B \text{ liniowy}$), zatem wartość wskaźnika jakości pozostaje bez zmian. Natomiast, kiedy cały obszar $A+B$ (Rys. 3.20b) posiada sinusoidalny rozkład domieszki można zauważyć poprawę całkowitych strat oraz wskaźnika jakości, w stosunku do liniowego rozkładu ($AB \text{ liniowy}$). W wypadku warstwy separującej o grubości 500 nm najlepsze wyniki modelowania uzyskano dla rozkładu **B liniowy** oraz **B sinus**.

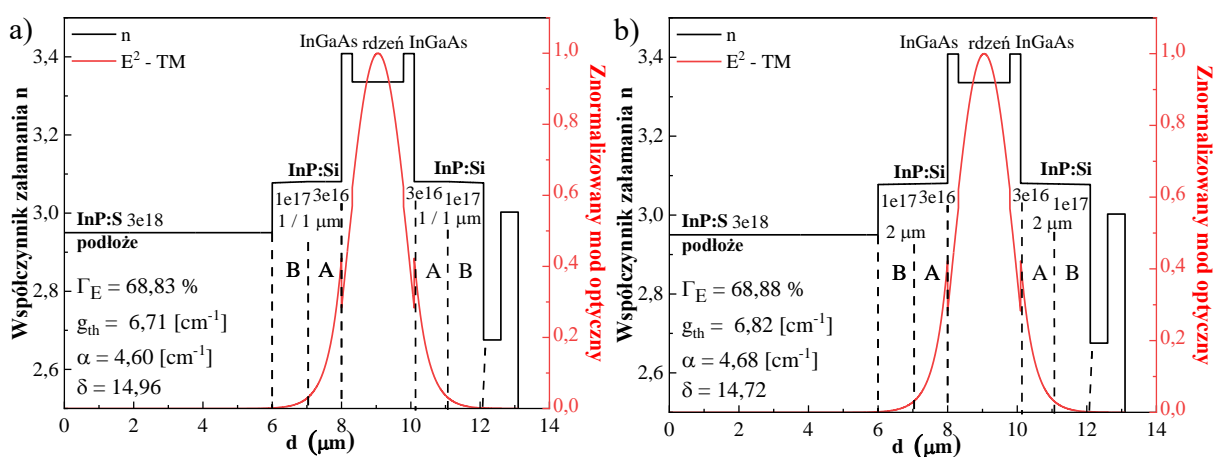
3.1.3.2 Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 310 nm

Kolejny etap prac badawczych obejmował przeprowadzenie analogicznych symulacji dla zmniejszonej grubości warstwy separującej InGaAs do 310 nm, optymalnej ze względu na poziom optycznego wzmocnienia progowego. Rozkład modu optycznego w standardowej konstrukcji przedstawiono na rysunku 3.21. W tym wypadku można zauważyć znaczącą poprawę symulowanych parametrów, z wyjątkiem nieznacznego pogorszenia strat całkowitych w strukturze. Wskaźnik efektywności wzrósł od wartości 14,64 do 14,9, co daje wzrost o ok. 2% w stosunku do spaceru InGaAs o grubości 500 nm.



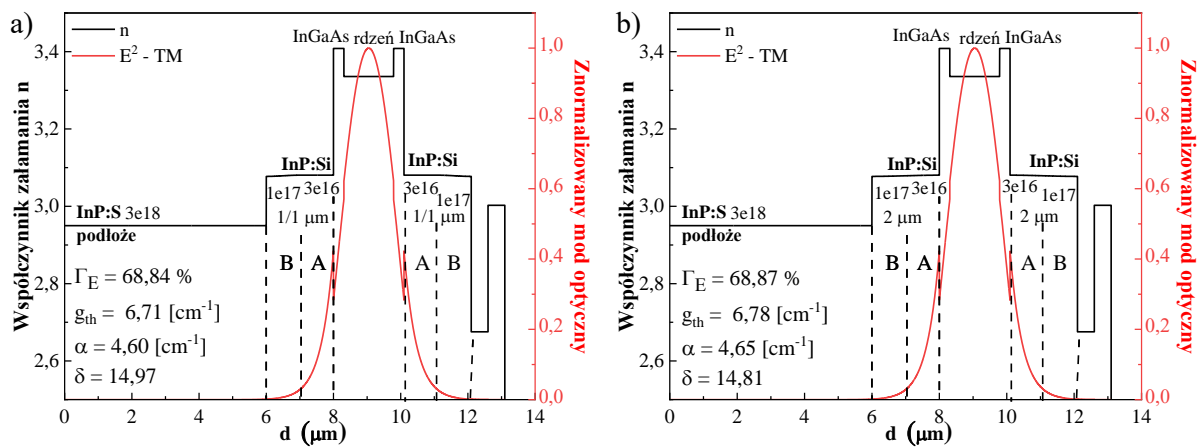
Rys. 3.21. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2-TM (linia czerwona), dla standardowej konstrukcji faliowodu lasera QCL, z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości $1 \mu m$ każdy, przy grubości warstwy separującej 310 nm [prace własne].

Analogiczne symulacje, przeprowadzone dla liniowego rozkładu koncentracji domieszki w warstwach ograniczających (Rys. 3.22) potwierdziły wcześniejsze wnioski tzn. rozkład *B liniowy* poprawia wskaźnik jakości do wartości $14,96$, natomiast wprowadzenie liniowego rozkładu w całym obszarze A+B (*AB liniowy*) skutkuje zmniejszeniem wartości tego parametru do wartości $14,72$, w stosunku do struktury standardowej pokazano na rysunku 3.21. Oznacza to, że wzrost ograniczenia modu dla rozkładu *AB liniowy* nie jest na tyle duży, aby skompensować wzrost strat w takiej strukturze.



Rys. 3.22. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2-TM (linia czerwona), dla faliowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B liniowy*, b) *AB liniowy*; przy grubości warstwy separującej 310 nm [prace własne].

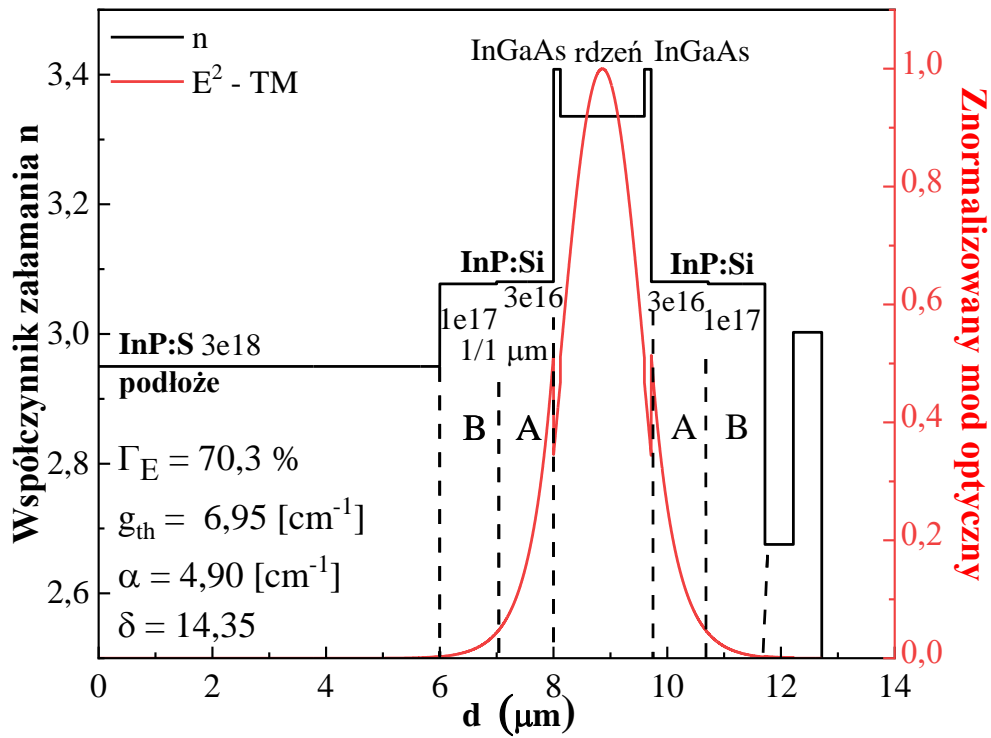
Wprowadzenie sinusoidalnego rozkładu domieszki zarówno w obszarze B (*B sinus*) jak i w całym obszarze A+B (*AB sinus*) daje możliwość osiągnięcia większego poziomu wskaźnika jakości δ , który rośnie do wartości 14,97. Otrzymane wyniki, pokazane na rysunku 3.23, są analogiczne do uzyskanych przy grubości spacera InGaAs wynoszącej 500 nm.



Rys. 3.23. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B sinus*, b) *AB sinus*; przy grubości warstwy separującej 310 nm. [prace własne]

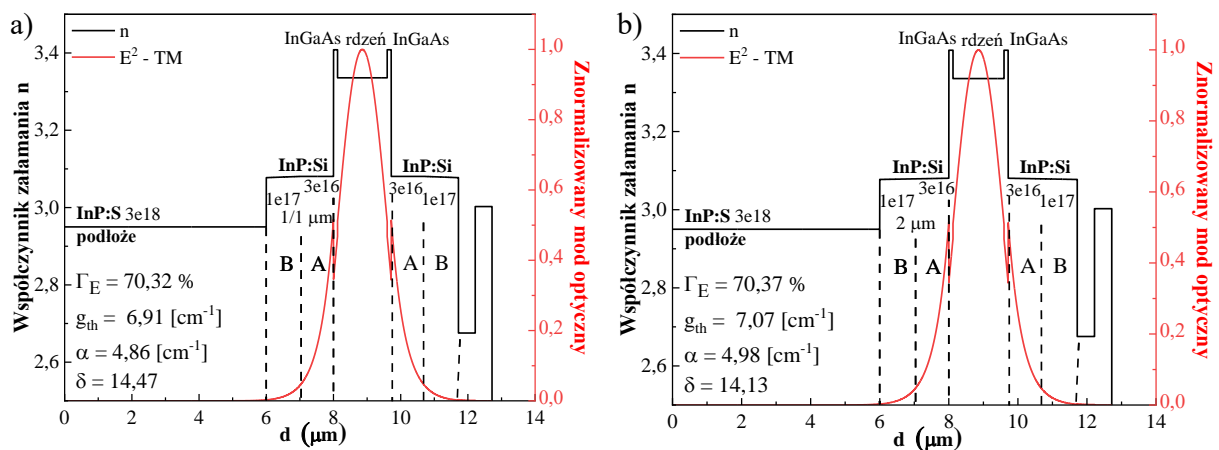
3.1.3.3. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 120 nm

Jako ostatnie wykonano modelowanie dla różnych rozkładów domieszki w warstwach ograniczających, przy grubości warstwy separującej 120 nm, optymalnej ze względu na maksymalną wartość współczynnika uwięzienia modu. Wyniki symulacji standardowej konstrukcji przedstawiono na rysunku 3.24. Mimo znaczącej poprawy-ograniczenia modu do poziomu 70,3% obserwuje się wyraźne zmniejszenie wskaźnika jakości δ . W stosunku do jego największej wartości 14,97, osiągniętej dla rozkładu *sinus B* i grubości spacera 310 nm (Rys.3.23a) jest to różnica rzędu 4%. Wprowadzenie liniowego rozkładu domieszki w obszarze B (Rys. 3.25a) tak jak i w całym obszarze A+B (Rys. 3.25b) potwierdza wcześniejsze wnioski.



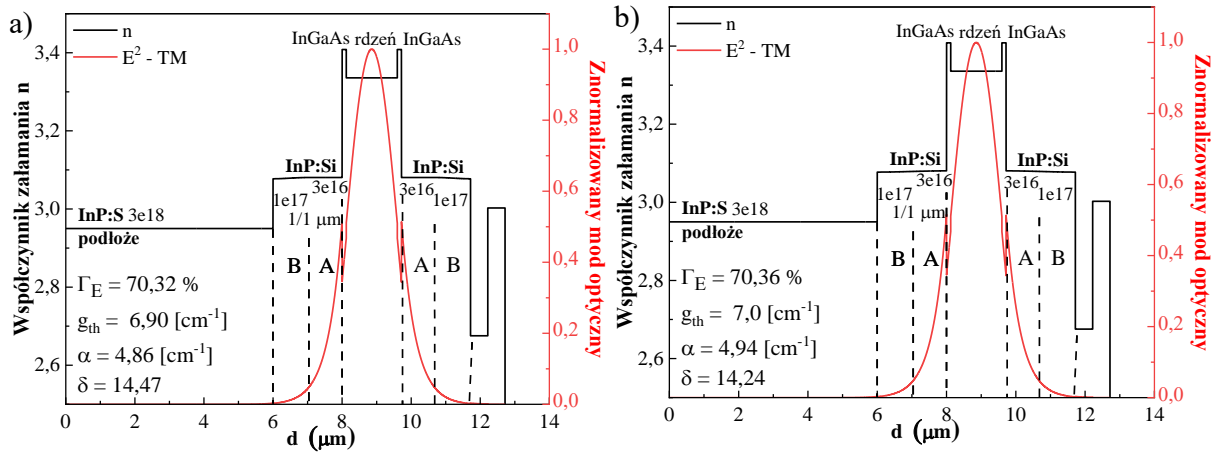
Rys. 3.24. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla standardowej konstrukcji falowodu lasera QCL, z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości $1 \mu m$ każdy, przy grubości warstwy separującej $120 nm$ [prace własne].

Rozkład *B liniowy* pozwala zwiększyć poziom wskaźnika δ w stosunku do standardowej konstrukcji, natomiast rozkład *AB liniowy* skutkuje niewielkim zwiększeniem ograniczenia modu, przy jednoczesnym pogorszeniu pozostałych parametrów.



Rys. 3.25. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B liniowy*, b) *AB liniowy*; przy grubości warstwy separującej $120 nm$ [prace własne].

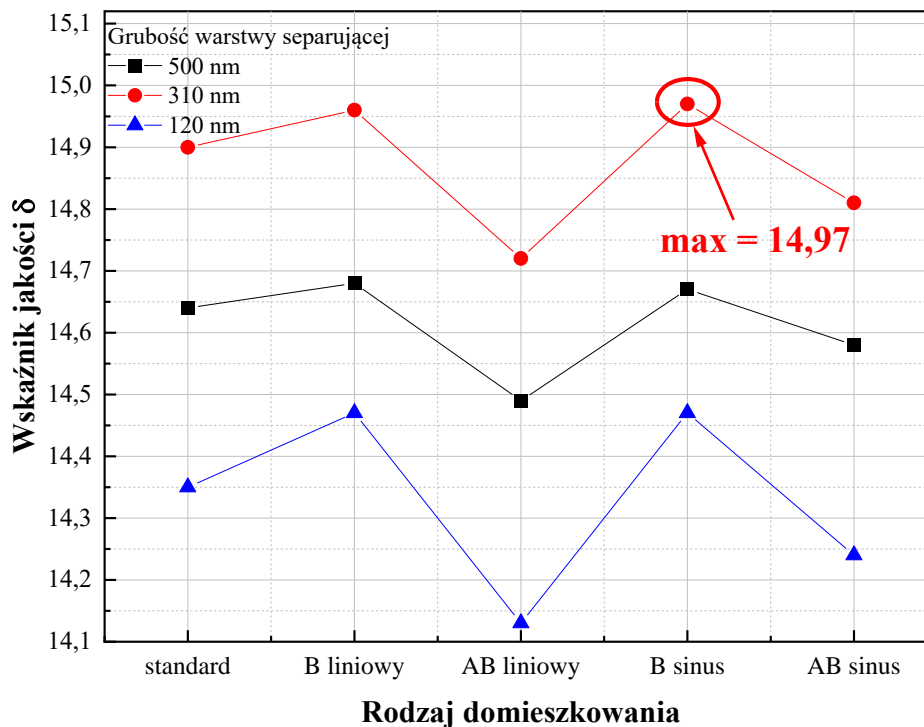
Sinusoidalny rozkład domieszki w obszarze B (*B sinus*) pozwala na nieznaczny wzrost optycznego wzmocnienia progowego g_{th} i utrzymanie pozostałych parametrów na tym samym poziomie, co obserwujemy w wypadku liniowego rozkładu domieszki w tym obszarze (Rys.3.26a). Analogiczne jak we wcześniejszych symulacjach, sinusoidalny rozkład domieszki w całym obszarze A+B (*AB sinus*) poprawia parametry w stosunku do rozkładu *AB liniowy* (Rys.3.26b). Jednak otrzymane wyniki są gorsze niż analogiczne, uzyskane dla warstwy separującej InGaAs o grubości 310 nm.



Rys. 3.26. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B sinus*, b) *AB sinus*; przy grubości warstwy separującej 120 nm [prace własne].

3.1.4. Porównanie skokowego i gradientowego rozkładu domieszki

W celu podsumowania wyników symulacji, otrzymanych dla wszystkich rozważanych gradientowych zmian domieszki w warstwach ograniczających, przy różnych grubościach spaceru InGaAs, na rysunku 3.27 zilustrowano zmiany wskaźnika jakości δ od zastosowanego rozkładu domieszkowania.

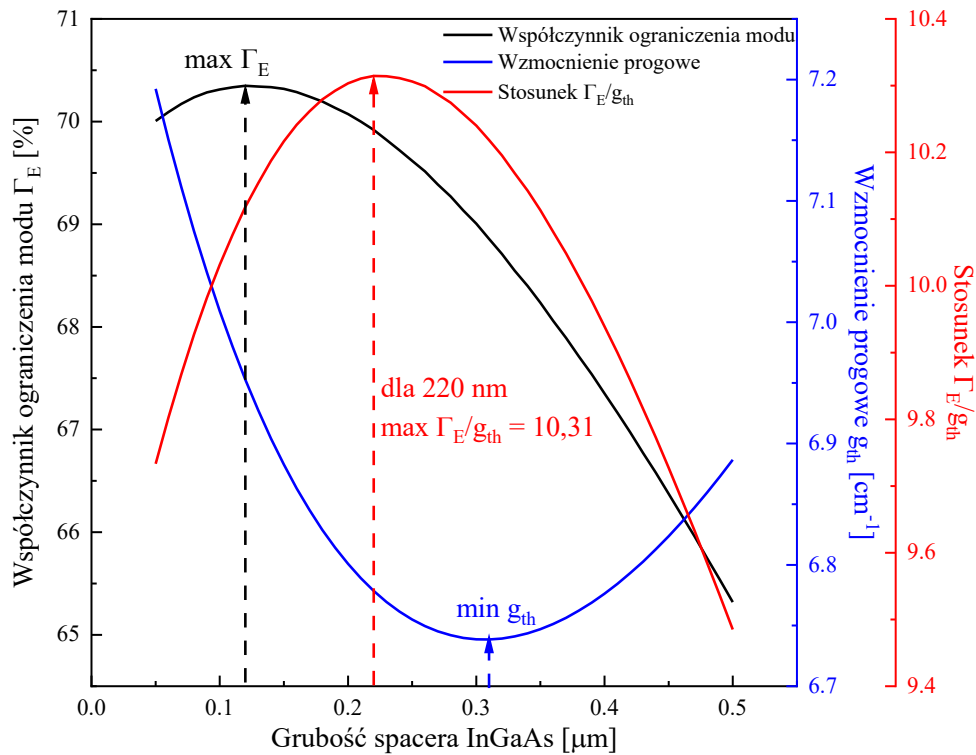


Rys. 3.27. Zależność wskaźnika jakości δ od rodzaju domieszkowania, dla różnych grubości warstw separujących InGaAs [prace własne].

Wyniki te jednoznacznie wskazują, że optymalnym rozkładem domieszkowania falowodu lasera QCL jest utrzymanie stałego poziomu domieszkowania obszaru A ($3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) oraz wprowadzenie sinusoidalnego rozkładu domieszki w obszarze B (w zakresie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), przy zastosowaniu cieńszej warstwy separującej $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ o grubości 310 nm, gwarantującej najmniejsze optyczne wzmocnienie progowe.

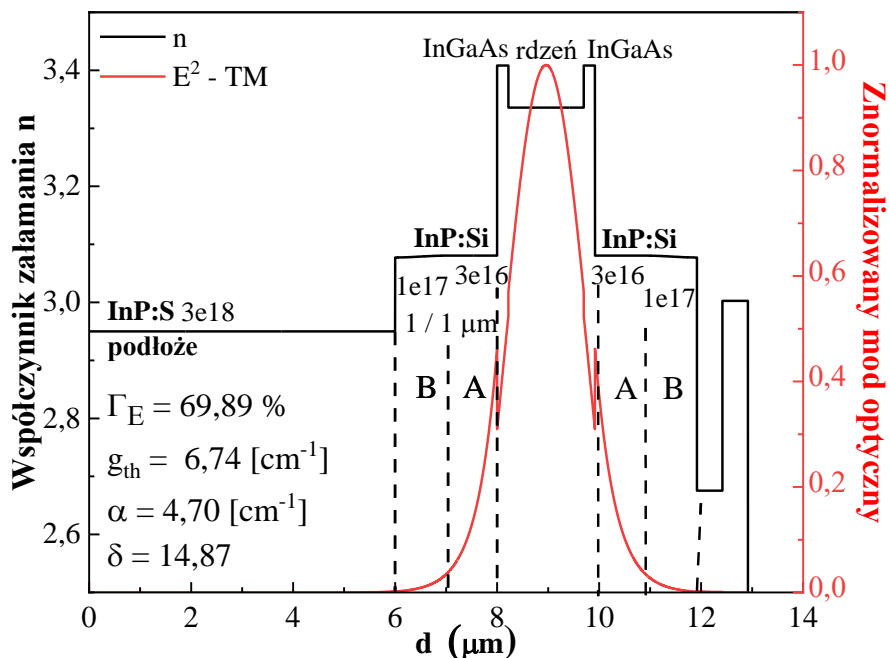
Z przeprowadzonej analizy wynika, że strukturę falowodu lasera QCL należy optymalizować pod względem minimalnego optycznego wzmocnienia progowego. Zależność przedstawiona na rysunku 3.27 pokazuje, że najgorszy wskaźnik jakości δ otrzymano dla grubości warstwy separującej 120 nm – optymalnej ze względu na maksymalny poziom współczynnika uwięzienia modu. Oznacza to, że wzrost parametru Γ_E powyżej 70%, przy grubości warstwy separującej 120 nm, nie kompensuje całkowitych strat α , powstałych w takiej strukturze.

W celu potwierdzenia wyciągniętych wniosków, uzupełniono wcześniejszą zależność ograniczenia modu Γ_E i optycznego wzmocnienia progowego g_{th} od grubości spaceru InGaAs, otrzymaną dla standardowej konstrukcji z warstwami ograniczającymi o grubości $2\ \mu\text{m}$ (Rys. 3.11, rozdz. 3.1.2.4), o parametr Γ_E/g_{th} , będący stosunkiem wspomnianych wielkości (Rys.3.28, kolor czerwony). Analizując otrzymany przebieg można zauważyć, że optymalna grubość warstwy separującej, ze względu na największą wartość stosunku Γ_E/g_{th} , wynosi $220\ \text{nm}$.



Rys. 3.28. Wpływ grubości H spaceru InGaAs na współczynnik ograniczenia modu Γ_E oraz optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , dla konstrukcji falowodu lasera QCL ze zmniejszoną grubością warstw ograniczających do $2\ \mu\text{m}$ i długości fali $\lambda = 5\ \mu\text{m}$. [prace własne].

Następnie powtórzono symulacje teoretyczne dla dotychczas najlepszej struktury falowodu z sinusoidalnym rozkładem domieszki w obszarze B ($B\ \text{sinus}$) i spaceru InGaAs o grubości $220\ \text{nm}$, jednak uzyskano gorsze parametry niż dla grubości $310\ \text{nm}$ (Rys. 3.23b), optymalnej ze względu na parametr g_{th} . Otrzymane wyniki pokazano na rysunku 3.29.



Rys. 3.29. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) dla konstrukcji falowodu z rozkładem domieszki B sinus, przy grubości warstwy separującej $H = 220$ nm [prace własne].

Dla tej konstrukcji falowodu, wzrost wartości uwięzienia modu o ok. 1 p.p. (Rys. 3.29) nie rekompensuje wzrostu strat i optycznego wzmocnienia progowego, w stosunku do konstrukcji przedstawionej na rysunku 3.23b. Wyznaczony wskaźnik jakości $\delta = 14,87$ jest o 0,1 mniejszy od największej wartości, uzyskanej dla $H = 310$ nm.

Przeprowadzone symulacje lasera QCL, dla długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$ i schematem rdzenia zgodnym z publikacją [128], jednoznacznie potwierdziły, że strukturę falowodu należy optymalizować pod kątem możliwie najmniejszego poziomu optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , a najlepszym rozkładem domieszki w warstwach ograniczających jest jej gradientowa zmiana w obszarze B typu B sinus.

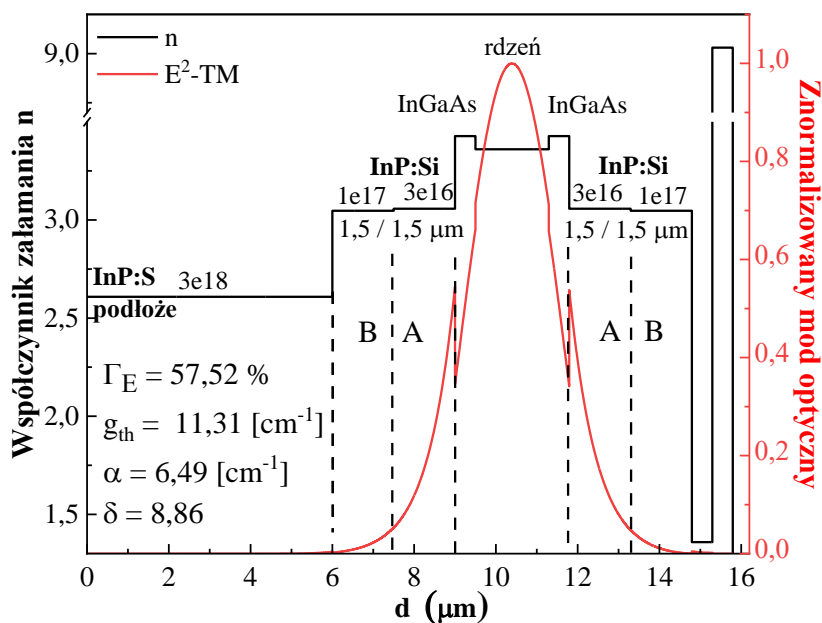
3.2. Optymalizacja warstw falowodowych lasera kaskadowego dla długości emisji $\lambda = 9 \mu\text{m}$

Analogiczną serię modelowania warstw falowodowych przeprowadzono dla lasera QCL o długości emisji $\lambda = 9 \mu\text{m}$. Jego strukturę warstwową wraz ze schematem rdzenia pokazano na rysunku 3.30. Optymalizowano zarówno grubości warstw separujących oraz ograniczających, jak i poziom oraz rozkład koncentracji domieszki w warstwach ograniczających.



Rys. 3.30. Struktura warstwową oraz schemat rdzenia kwantowego lasera kaskadowego zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$ [projekt „SENSE”].

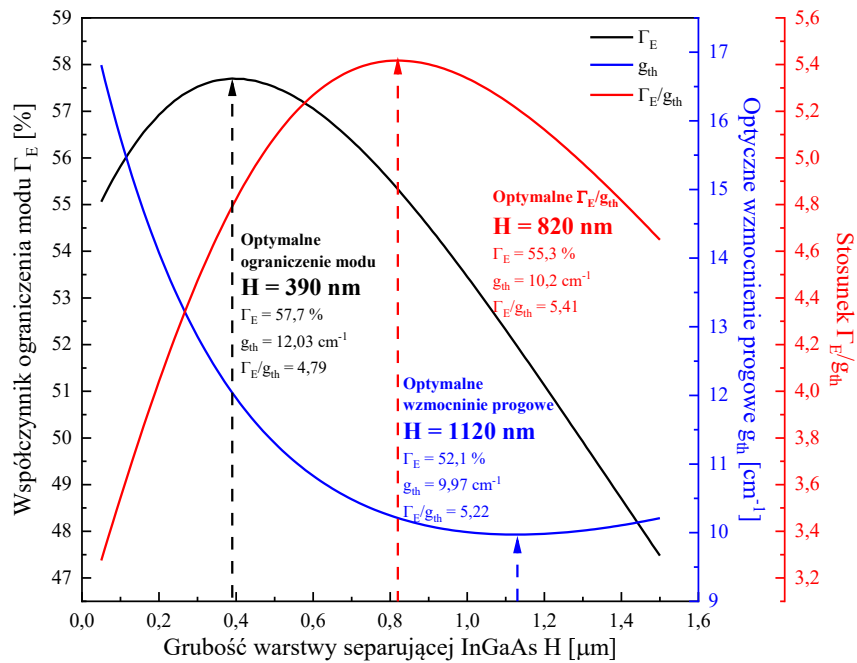
Konstrukcja kwantowego lasera kaskadowego przedstawiona na rysunku 3.30 była przedmiotem badań doktorantki w ramach projektu NCBiR „SENSE” i stanowi strukturę referencyjną do kolejnych symulacji i obliczeń. Dlatego w dalszej części pracy będzie ona nazywana **konstrukcją standardową** (analogicznie do struktury z rysunku 3.4a – rozdz. 3.1.2). Wyniki modelowania lasera zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 9, \mu\text{m}$ o konstrukcji standardowej przedstawiono na rysunku 3.31.



Rys. 3.31. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna) oraz kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), wyznaczone dla **standardowej konstrukcji lasera QCL** ($\lambda = 9 \mu\text{m}$) z dwoma stałymi stopniami domieszkowania (3×10^{16} i $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), każdy o grubości $1,5 \mu\text{m}$ [prace własne].

3.2.1. Optymalizacja grubości warstw separujących

Symulacje rozpoczęto od standardowej konstrukcji lasera QCL o długości emisji $\lambda = 9 \mu\text{m}$ i zbadania wpływu grubości warstwy separującej $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ na poziom uwięzienia modu Γ_E , wartość optycznego wzmocnienia progowego g_{th} oraz stosunek Γ_E/g_{th} . Wyniki modelowania przedstawiono na rysunku 3.32. Na podstawie otrzymanych zależności (rys. 3.32) można stwierdzić, że wpływ grubości warstwy separującej na badane parametry, w wypadku lasera QCL emitującego długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, jest znacznie większy niż dla analogicznej konstrukcji pracującej w zakresie krótszych fal.



Rys. 3.32. Wpływ grubości warstwy separującej $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ w standardowej konstrukcji falowodu lasera QCL na współczynnik ograniczenia modu Γ_E (czarna linia), optyczne wzmocnienie progowe g_{th} (niebieska linia) oraz iloraz Γ_E/g_{th} (czerwona linia) dla długości fali $\lambda = 9 \mu m$ [prace własne].

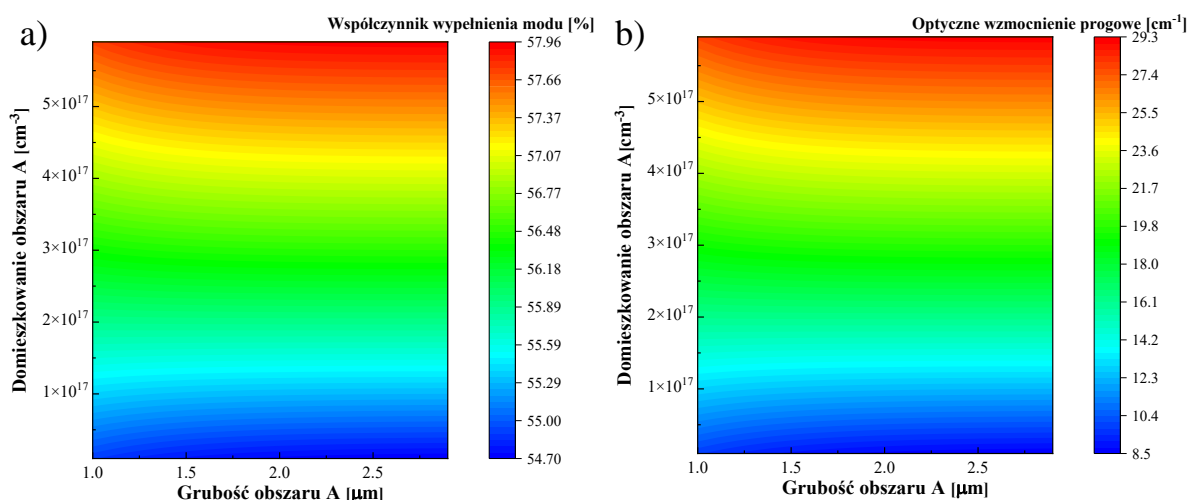
Różnica między maksymalnym a minimalnym optycznym wzmocnieniem progowym g_{th} wynosi 70%, a wartość współczynnika ograniczenia modu może spaść poniżej 50%. Dodatkowo należy podkreślić, że różnica pomiędzy grubością warstwy separującej $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ optymalną ze względu na ograniczenie modu ($H = 390 \text{ nm}$) a grubością gwarantującą najmniejsze optyczne wzmocnienie progowe ($H = 1120 \text{ nm}$) jest bardzo duża i wynosi $\Delta H = 730 \text{ nm}$. W związku z tak dużą rozbieżnością między tymi grubościami zdecydowano się wyznaczyć zależność ilorazu Γ_E/g_{th} w funkcji grubości spaceru $In_{0,53}Ga_{0,47}As$ (linia czerwona na rys. 3.32). Na podstawie otrzymanego przebiegu stwierdzono, że grubość warstwy separującej, optymalna ze względu na maksymalną wartość Γ_E/g_{th} , wynosi $H = 820 \text{ nm}$. Warto również zauważyć, że im grubsza warstwa separująca tym większa rezystancja szeregową przyrządu i mniejszy poziom ograniczenia modu, a tym samym mniejsza moc wyjściowa. Dla wszystkich 3 grubości warstwy separującej tzn. $H = 390 \text{ nm}$, 820 nm i 1120 nm , optymalnych odpowiednio ze względu na maksymalny poziom uwięzienia modu, największą wartość Γ_E/g_{th} , minimalny poziom optycznego wzmocnienia progowego oraz dla grubości $H = 500 \text{ nm}$, odpowiadającej standardowej konstrukcji QCL, określono wpływ grubości i poziomu domieszki obszaru A i obszaru B na współczynnik Γ_E oraz wartość wzmocnienia g_{th} .

3.2.2. Modelowanie warstw ograniczających ze skokowym rozkładem domieszkowania

Serię modelowania warstw ograniczających ze skokowym profilem domieszkowania przeprowadzono w analogiczny sposób, jak w rozdziale 3.1.2. Wykonano symulacje parametrów obszaru A dla różnych grubości warstw separujących, wyznaczonych w rozdziale 3.2.1.

3.2.2.1. Optymalizacja parametrów obszaru A dla różnych grubości warstw separujących

Modelowanie rozpoczęto od analizy wpływu grubości i poziomu domieszkowania obszaru A na współczynnik ograniczenia modu oraz optyczne wzmocnienie progowe, przy zachowaniu stałych parametrów obszaru B (grubość 1,5 μm , koncentracja domieszki $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) oraz grubości warstwy separującej $H = 500 \text{ nm}$, odpowiadającej standardowej konstrukcji (Rys. 3.33). Podczas procesu modelowania grubość obszaru A zmieniano od 1 μm do 3 μm , natomiast jego domieszkowanie w zakresie od 1×10^{16} do $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.



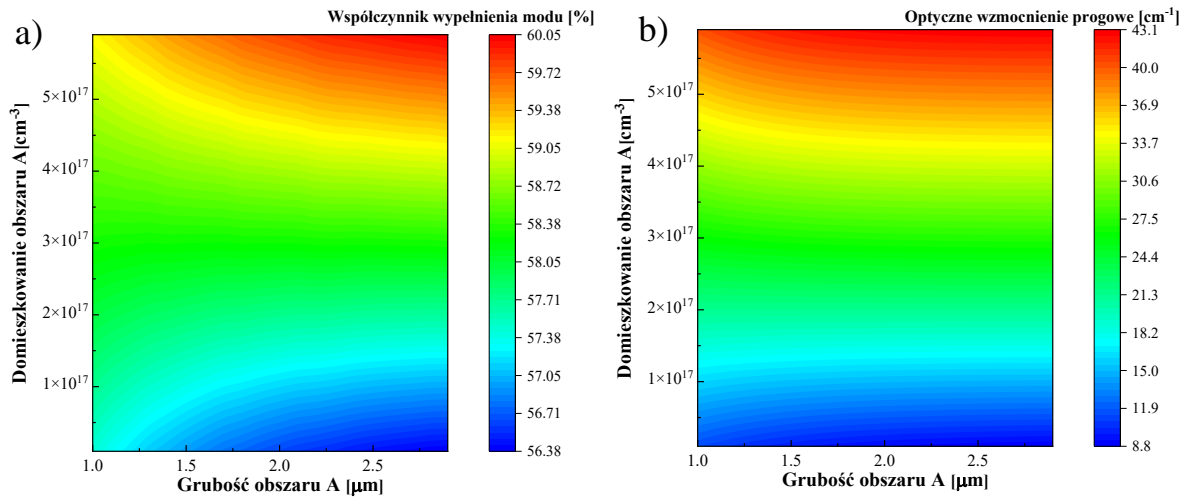
Rys. 3.33. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A, dla standardowej konstrukcji QCL o długości emisji 9 μm (obszar B o grubość 1,5 μm i koncentracji domieszki $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ oraz grubość spaceru $H = 500 \text{ nm}$) [prace własne].

Przedstawione na rysunku 3.33 wyniki modelowania wskazują, że przy zachowaniu standardowej grubości i poziomu domieszkowania obszaru B, grubość warstwy A praktycznie nie wpływa na badane parametry, natomiast bardzo istotny jest poziom jej domieszkowania. Tak jak dla laserów QCL na krótsze długości fal ($\lambda = 5 \mu\text{m}$), wyższy poziom domieszki wpływa korzystnie na współczynnik uwięzienia modu i umożliwia jego kontrolowany wzrost w zakresie

54-58%, przy zmianie domieszkowania obszaru A od 1×10^{16} do $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Niestety, jednocześnie następuje pogorszenie wzmocnienia progowego i ponad 3-krotny wzrost jego wartości od $8,5 \text{ cm}^{-1}$ do ponad $29,3 \text{ cm}^{-1}$. Potwierdza to wnioski z wcześniej przeprowadzonych badań, że nie ma możliwości jednoczesnej optymalizacji tych dwóch parametrów.

Warstwa separująca InGaAs o grubości 390 nm

Następnie przeprowadzono analogiczne symulacje dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 390 \text{ nm}$, optymalnej ze względu na współczynnik uwięzienia modu. Uzyskane wyniki przedstawiono na rysunku 3.34.



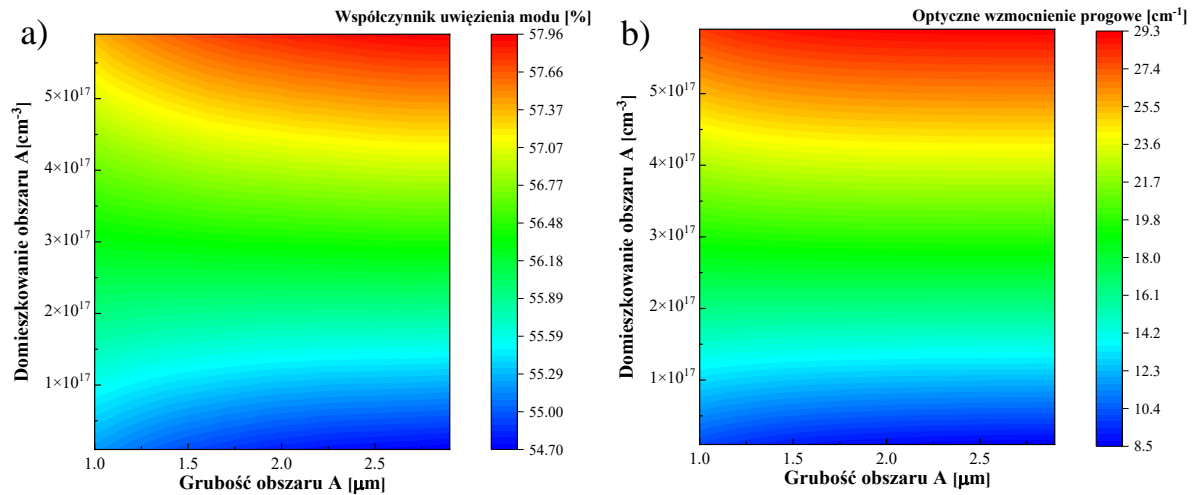
Rys. 3.34. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A, dla lasera QCL o długości emisji $9 \mu\text{m}$ (obszar B o grubości $1,5 \mu\text{m}$ i domieszkowaniu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$), dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 390 \text{ nm}$ [prace własne].

W wypadku cieńszej warstwy separującej InGaAs obserwujemy istotny wpływ grubości obszaru A na współczynnik wypełnienia modu Γ_E . Przy domieszkowaniu mniejszym od $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, obszar A powinien być możliwie najcieńszy. Z kolei w wypadku domieszkowania około $3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, grubość obszaru A ma pomijalny wpływ i umożliwia uzyskanie współczynnika wypełnienia modu na poziomie 58%. W celu osiągnięcia największego współczynnika Γ_E , grubość obszaru A powinna wynosić co najmniej $1,8 \mu\text{m}$ i charakteryzować się możliwie najwyższym poziomem domieszkowania.

Natomiast wpływ grubości obszaru A na poziom optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , dla warstwy separującej InGaAs o grubości 390 nm jest pomijalny, podobnie do wyników poprzednich symulacji tego parametru. Z kolei, ze wzrostem założonego poziomu domieszkowania warstwy A od $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do $6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, wartość parametru g_{th} rośnie aż 5 - krotnie (Rys. 3.34b).

Warstwa separująca InGaAs o grubości 820 nm

W kolejnym etapie przeprowadzono modelowanie dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 820$ nm, gwarantującej największą wartość stosunku Γ_E/g_{th} . Wyniki symulacji pokazano na rysunku 3.35



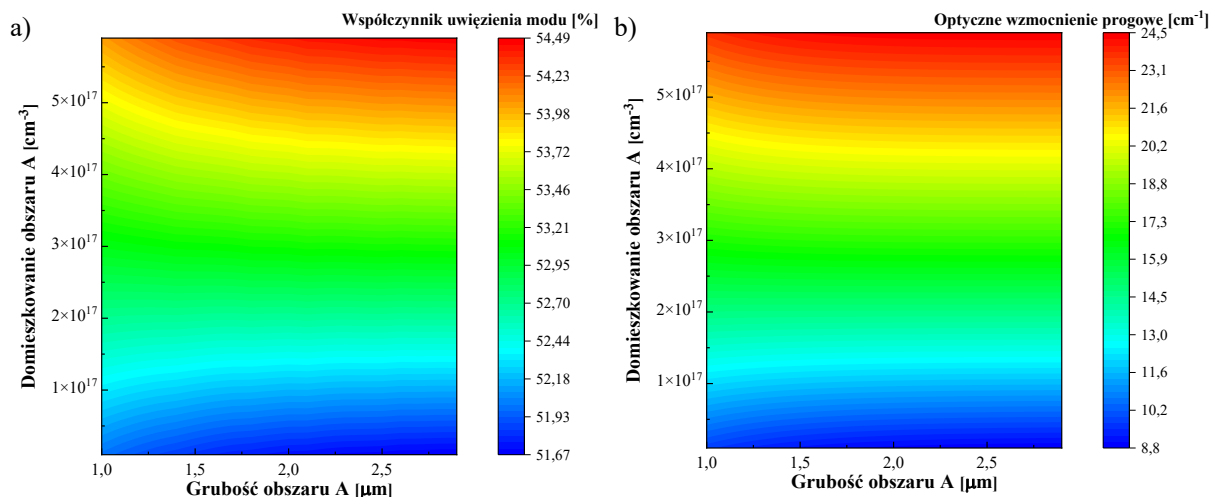
Rys. 3.35. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A, dla lasera QCL o długości emisji 9 μm (obszar B o grubości 1,5 μm i domieszkowaniu 1×10¹⁷ cm⁻³), dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 820$ nm [prace własne].

Analizując otrzymane zależności, można zauważyć, że są one bardzo podobne do wyników uzyskanych dla warstwy separującej InGaAs o grubości 390 nm, zamieszczonych na rysunku 3.34. Jednak, przy zastosowaniu grubszej warstwy InGaAs (820 nm) możliwe jest zmniejszenie grubości obszaru A do 1,5 μm, co w połączeniu z maksymalną symulowaną wartością domieszkowania 6×10¹⁷ cm⁻³, skutkuje osiągnięciem największego-współczynnika uwięzienia modu Γ_E rzędu 58%. Podobnie, jak dla cieńszej warstwy InGaAs, grubość obszaru A nie ma istotnego wpływu na parametr Γ_E , przy domieszkowaniu na poziomie 3×10¹⁷ cm⁻³.

Tak jak w poprzednich symulacjach, zależność przedstawiona na rysunku 3.35b potwierdza, że grubość obszaru A nie wpływa na optyczne wzmocnienie progowe, jeśli grubość i poziom domieszkowania obszaru B wynoszą odpowiednio 1,5 μm oraz 1×10¹⁷ cm⁻³. Natomiast zmiana poziomu domieszkowania obszaru A w zakresie 1×10¹⁶ ÷ 6×10¹⁷ cm⁻³ powoduje ponad 3-krotny wzrost wartości parametru g_{th} od 8,5 do 29,3 cm⁻¹ (podobnie jak dla warstwy InGaAs o grubości 500 nm).

Warstwa separująca InGaAs o grubości o grubości 1120 nm

Ten etap modelowania zakończono symulacjami, przeprowadzonymi dla warstwy separującej InGaAs o największej grubości $H = 1120$ nm, optymalnej ze względu na minimalną wartość optycznego wzmocnienia progowego g_{th} . Otrzymane zależności pokazano na rysunku 3.36.



Rys. 3.36. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru A, dla lasera QCL o długości emisji 9 μm (obszar B o grubości 1,5 μm i domieszkowaniu 1×10^{17} cm^{-3}), dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 1120$ nm [prace własne].

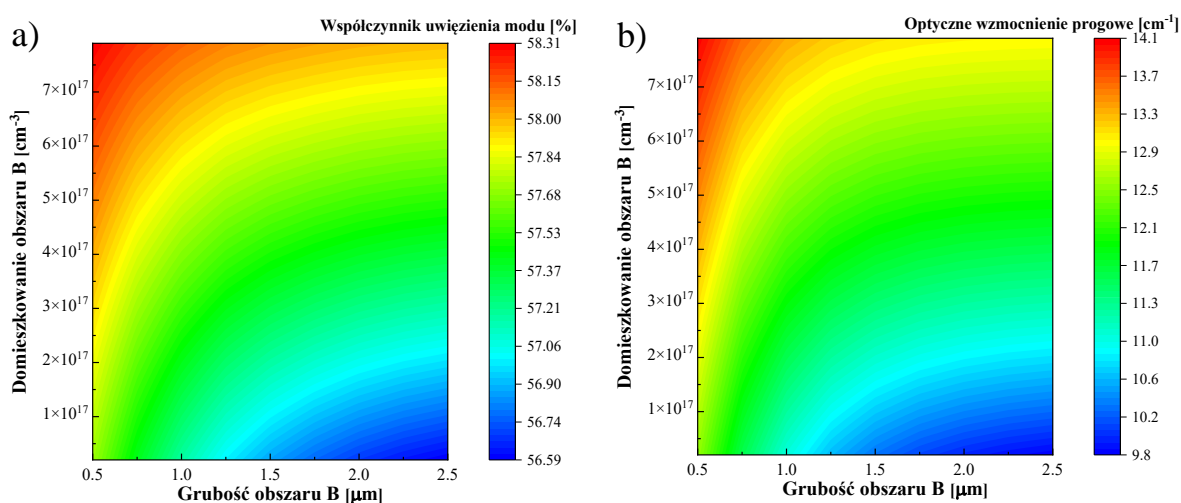
Na podstawie analizy uzyskanych wyników modelowania stwierdzono, że dla osiągnięcia maksymalnej wartości współczynnika wypełnienia modu 54,49%, grubość obszaru A można zmniejszyć do ok. 1,3 μm , przy czym poziom domieszkowania musi być maksymalny tzn. 6×10^{17} cm^{-3} . Tak jak w poprzednich symulacjach, grubość obszaru A nie wpływa na wyniki modelowania w wypadku domieszkowania warstwy A na poziomie 3×10^{17} cm^{-3} . Warto jednak zwrócić uwagę, że w wypadku najgrubszej warstwy separującej (1120 nm) maksymalny poziom współczynnika uwięzienia modu jest znacząco niższy ($\Gamma_{E_{max}} = 54,49\%$) niż w wypadku cieńszych warstw InGaAs o grubościach 390 nm, 500 nm, 820 nm ($\Gamma_E = 58 \div 60\%$).

Podobnie do poprzednich wyników, grubość obszaru A nie ma wpływu na wartość optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , która silnie zależy od domieszkowania tego obszaru. Parametr g_{th} rośnie prawie 3-krotnie od 8,8 cm^{-1} do 24,5 cm^{-1} wraz ze zwiększaniem poziomu domieszkowania odpowiednio od 1×10^{16} do 6×10^{17} cm^{-3} .

3.2.2.2. Modelowanie parametrów obszaru B dla różnych grubości warstw separujących

Warstwa separująca InGaAs o grubości o grubości o grubości 500 nm

Kolejnym etapem badań było przeprowadzenie analogicznych symulacji dla obszaru B, zachowując grubość i poziom domieszkowania obszaru A, taki jak w standardowej konstrukcji lasera – odpowiednio 1,5 μm oraz $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Podczas modelowania grubość obszaru B zmieniała się w zakresie od 0,5 do 2,5 μm , natomiast poziom domieszkowania zmieniano od 2×10^{16} do $8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Wyniki modelowania przedstawiono na rysunkach 3.37 ÷ 3.40.



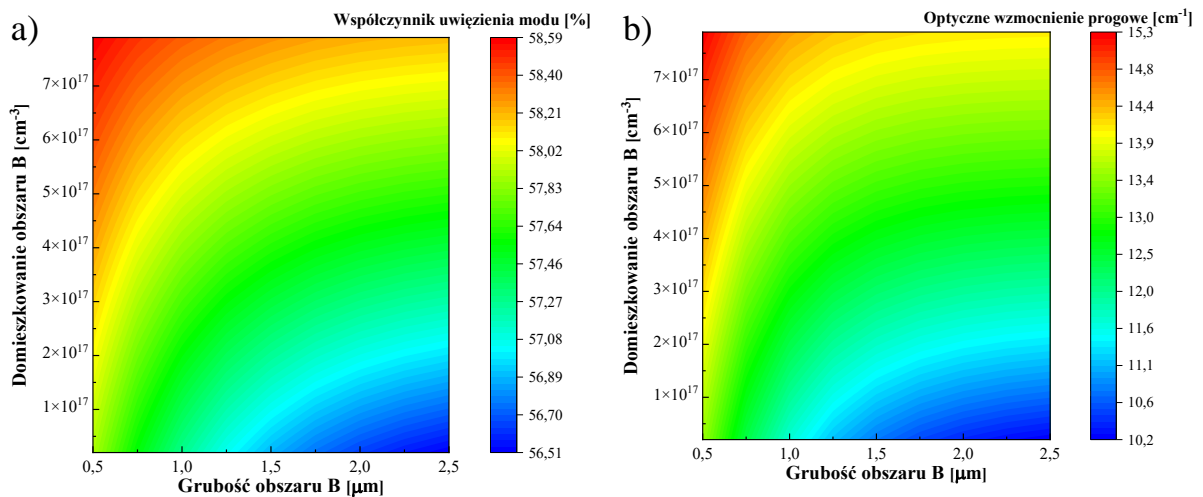
Rys. 3.37. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B, dla standardowej konstrukcji QCL o długości emisji 9 μm (obszar A o grubości 1,5 μm i domieszkowaniu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ oraz grubość spaceru $H = 500 \text{ nm}$) [prace własne].

Dla parametrów obszaru A oraz warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 500 \text{ nm}$, odpowiadających standardowej konstrukcji lasera QCL, grubość jak i poziom domieszkowania obszaru B mają kluczowe znaczenie (Rys.3.37). Dla uzyskania największej wartości współczynnika uwięzienia modu $\Gamma_{Emax} = 58,3\%$, grubość obszaru B powinna być możliwie najmniejsza, maksymalnie 750 nm, a poziom domieszkowania jak najwyższy rzędu $\sim 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Jedyne zmiana grubości obszaru B w zakresie 1 ÷ 2 μm , przy domieszkowaniu na poziomie $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, ma minimalny wpływ na parametr Γ_E . W porównaniu do analogicznych symulacji, przeprowadzonych dla lasera QCL dla długości fali 5 μm , optymalizacja parametrów obszaru B jest dużo bardziej znacząca. Optyczne wzmocnienie progowe również silnie zależy od grubości i poziomu domieszkowania obszaru B. W tym celu minimalizacji parametru g_{th} , obszar B powinien być możliwie najmniej domieszkowany i jak najgrubszy - odwrotnie niż w wypadku współczynnika Γ_E . Różnica między najmniejszą

($9,8 \text{ cm}^{-1}$), a największą ($14,1 \text{ cm}^{-1}$) symulowaną wartością optycznego wzmocnienia progowego wynosi prawie 50%.

Warstwa separująca InGaAs o grubości o grubości o grubości 390 nm

Następnym etapem modelowania było sprawdzenie wpływu grubości i poziomu domieszkowania obszaru B na współczynnik uwięzienia modu oraz optyczne wzmocnienie progowe, przy grubości warstwy separującej InGaAs zmniejszonej do $H = 390 \text{ nm}$, optymalnej ze względu na parametr Γ_E . Otrzymane zależności przedstawiono na rysunku 3.38.



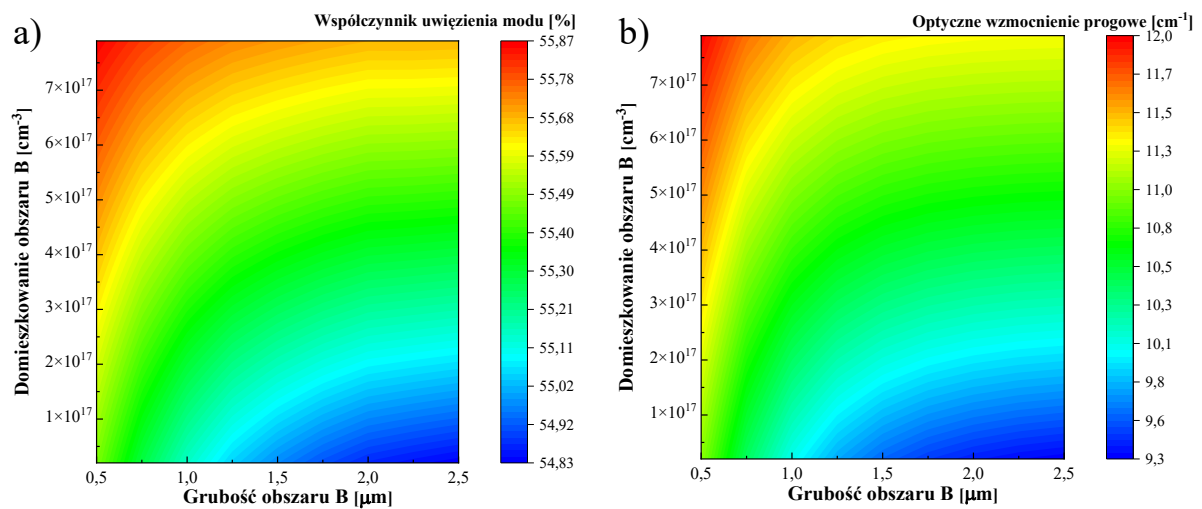
Rys. 3.38. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B, dla lasera QCL o długości emisji $9 \mu\text{m}$ (obszar A o grubości $1,5 \mu\text{m}$ i domieszkowaniu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 390 \text{ nm}$ [prace własne].

Wyniki symulacji, uzyskane dla cieńszej warstwy separującej InGaAs o grubości 390 nm (Rys.3.38), są bardzo zbliżone do poprzednich, zaprezentowanych na rysunku 3.37. Maksymalna wartość współczynnika uwięzienia modu Γ_{Emax} wzrosła o $0,5 \text{ p.p}$ od wartości $58,31\%$ do $58,59\%$. W celu osiągnięcia największych wartości tego parametru, należy zaprojektować możliwie najcieńszy $0,5 \mu\text{m}$ i wysoko domieszkowany obszar B.

W wypadku optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , obserwuje się porównywalny w stosunku do poprzednich wyników (Rys.3.37b) rozkład, jak i wartości, w zakresie symulowanych grubości i domieszkowania obszaru B. Różnica między najmniejszą $10,2 \text{ cm}^{-1}$ i największą $15,3 \text{ cm}^{-1}$ wartością parametru g_{th} również wynosi 50%, jednak jego maksymalny symulowany poziom znacznie się pogorszył, tzn. wzrósł o ok. $8,5\%$ z wartości $14,1 \text{ cm}^{-1}$ do $15,3 \text{ cm}^{-1}$, w porównaniu do spacerera InGaAs o grubości 500 nm .

Warstwa separująca InGaAs o grubości 820 nm

Następnym krokiem było przeprowadzenie symulacji dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 820$ nm, optymalnej ze względu na stosunek Γ_E/g_{th} . Wyniki zaprezentowano na rysunku 3.39.



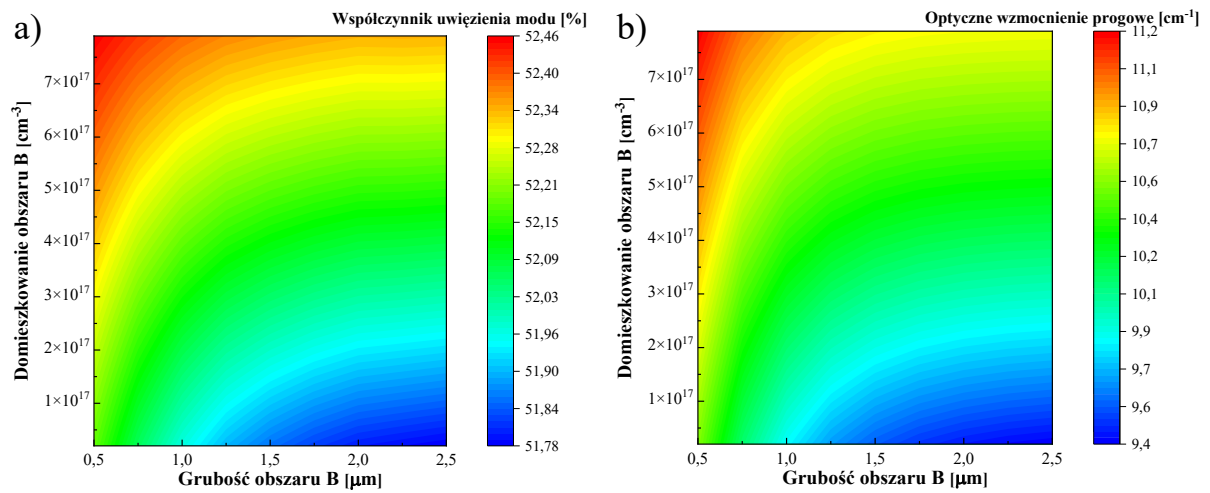
Rys. 3.39. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B, dla lasera QCL o długości emisji 9 μm (obszar A o grubości 1,5 μm i domieszkowaniu 3×10^{16} cm⁻³), dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 820$ nm [prace własne].

Analizując otrzymane zależności można stwierdzić, że im bardziej zmieniamy grubość warstwy separującej InGaAs w stosunku do grubości równej 390 nm, czyli optymalnej ze względu na współczynnik uwięzienia modu Γ_E , tym mniejszy wpływ na ten parametr ma grubość i poziom domieszkowania obszaru B. Rozkład współczynnika Γ_E (rys. 3.39a) jest analogiczny do poprzednich wyników (rysunki 3.37 oraz 3.38), jednak uzyskane modelowane wartości są mniejsze i potencjalne zmiany tego parametru obejmują wąski zakres od ok. 55% do 56%.

Natomiast zmiana grubości i poziomu domieszkowania obszaru B powoduje fluktuacje wartości optycznego wzmocnienia progowego g_{th} w zakresie od 9,3 cm⁻¹ do 12 cm⁻¹. Otrzymany rozkład parametru g_{th} (rysunek 3.39b) jest zbliżony do poprzednich symulacji, jednak zakres i przedział obserwowanych zmian wartości g_{th} jest zdecydowanie mniejszy, co korzystnie wpływa na parametry użytkowe lasera.

Warstwa separująca InGaAs o grubości 1120 nm

Ostatnim etapem bieżących badań było przeprowadzenie modelowania dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 1120$ nm, optymalnej ze względu na poziom optycznego wzmocnienia progowego g_{th} . Wyniki przedstawiono na rysunku 3.40.



Rys. 3.40. Zależność uwięzienia modu a) oraz optycznego wzmocnienia progowego b) od poziomu domieszkowania i grubości obszaru B, dla lasera QCL o długości emisji $9\ \mu\text{m}$ (obszar A o grubości $1,5\ \mu\text{m}$ i domieszkowaniu $3 \times 10^{16}\ \text{cm}^{-3}$), dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 1120\ \text{nm}$ [prace własne].

W wypadku największej grubości warstwy separującej InGaAs wynoszącej $1120\ \text{nm}$, zakres zmian współczynnika uwięzienia modu Γ_E (od $51,78\%$ do $52,46\%$) wynosi niecały $1\ \text{p.p}$ i jest to najmniejsza z modelowanych wartości. Warto podkreślić, że tak gruba warstwa separująca zwiększa grubość całej struktury o ponad $1\ \mu\text{m}$, co znacząco wydłuża proces epitaksji i powoduje wzrost kosztów. Następuje także wzrost termicznego wygrzewania obszaru rdzenia, co może niekorzystnie wpłynąć na jego pierwotne parametry materiałowe. Należy więc możliwie ograniczać grubość obszaru B.

Natomiast, zmiany grubości i domieszkowania obszaru B, w zakresie przyjętych w modelowaniu wartości, mają niewielki wpływ na optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , które zmienia się od $9,4\ \text{cm}^{-1}$ do $11,2\ \text{cm}^{-1}$. Jest to prawdopodobnie spowodowane tym, że prawie połowa modu wycieka z obszaru rdzenia do zewnętrznych obszarów falowodowych, głównie warstw separujących, które w tym wypadku są niewiele cieńsze od rdzenia lasera. W celu minimalizacji parametru g_{th} , obszar B powinien mieć grubość co najmniej $1,5\ \mu\text{m}$ i możliwie najniższy poziom domieszkowania.

3.2.3. Modelowanie warstw ograniczających z gradientowym rozkładem domieszki

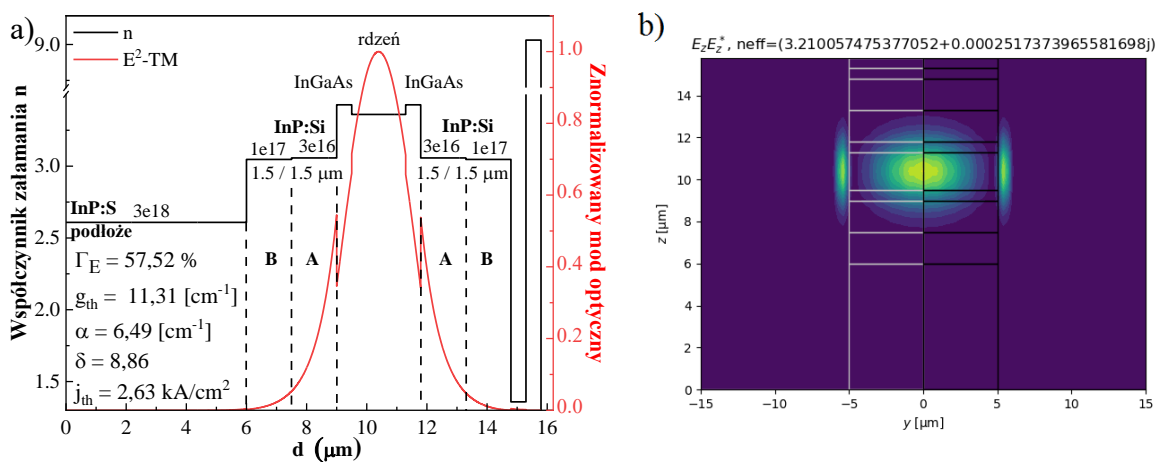
W związku z brakiem możliwości jednoczesnej optymalizacji zarówno współczynnika wypełnienia modu Γ_E , jak i optycznego wzmocnienia progowego g_{th} , Autorka pracy ponownie zdecydowała się na wprowadzenie gradientowych warstw ograniczających, w celu poprawy parametrów lasera QCL. Modelowanie przeprowadzono dla rozkładów koncentracji domieszki, takich samych jak w poprzednich symulacjach dla długości fali $5\ \mu\text{m}$ (rozdział 3.1.3):

- obszar A domieszkowany na stałym poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a obszar B domieszkowany na stałym poziomie $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **standard**,
- obszar A domieszkowany na stałym poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a obszar B domieszkowany gradientowo z liniowym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **B liniowy**,
- obszar AB jako jeden $3 \mu\text{m}$ obszar domieszkowany gradientowo z liniowym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **AB liniowy**,
- obszar A domieszkowany na stałym poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, a obszar B domieszkowany gradientowo z sinusoidalnym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **B sinus**,
- obszar AB jako jeden $3 \mu\text{m}$ obszar domieszkowany gradientowo z sinusoidalnym rozkładem domieszki od poziomu $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do poziomu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ – **AB sinus**,

Badania wykonano dla 4 różnych grubości warstw separujących InGaAs tzn. standardowej - **500 nm** oraz wyznaczonych z wcześniejszego modelowania - **390 nm**, **820 nm** oraz **1120 nm** (rysunek 3.32). Po podstawie wyników symulacji wyliczono takie parametry jak: współczynnik ograniczenia modu Γ_E , optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , całkowite starty w strukturze α oraz wskaźnik jakości δ . Dodatkowo, dzięki udostępnionej przez prof. Tomasza Czyszanowskiego bazie materiałowej dotyczącej konduktywności domieszkowanych warstw InP, oszacowano wartości gęstości prądu progowego j_{th} , dla każdej modelowanej konstrukcji.

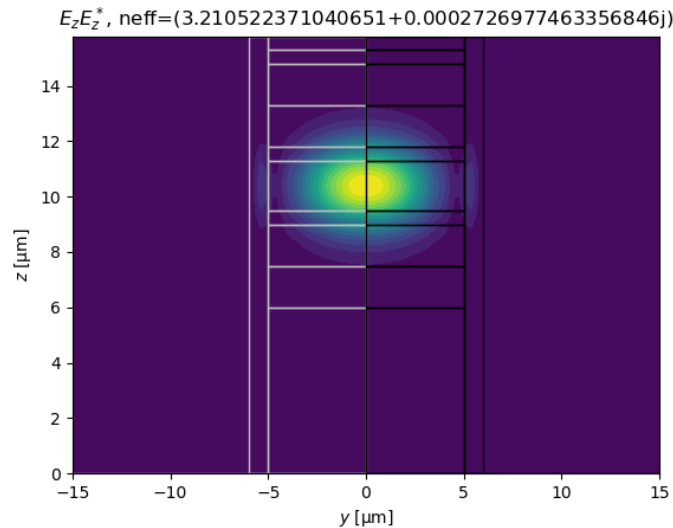
3.2.3.1. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 500 nm

Podobnie jak w poprzednich symulacjach, modelowanie rozpoczęto od warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 500$ nm, wynikającej ze standardowej konstrukcji. Na rysunku 3.41a zaprezentowano rozkład modu optycznego w kierunku Z, w strukturze lasera QCL oraz podstawowe parametry wyliczone na podstawie wyników modelowania. Dodatkowo, na rysunku 3.41b pokazano rozkład modu optycznego 2D (YZ), zakładając falowód wzmocnieniowy, zdefiniowany przez pasek o szerokości i długości odpowiednio $10 \mu\text{m}$ i 3mm oraz powietrze jako ośrodek otaczający strukturę.



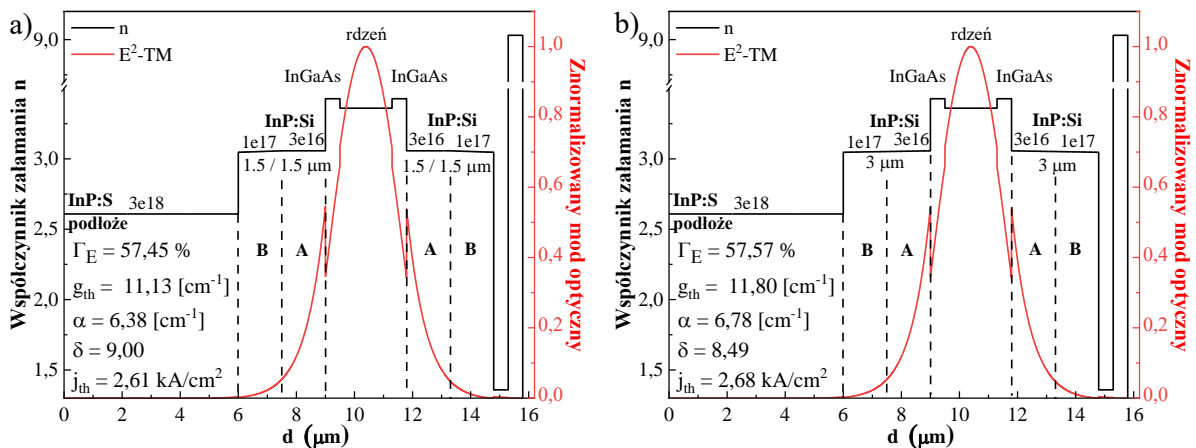
Rys. 3.41. Rozkład a) współczynnika załamania światła n (linia czarna) i kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) oraz b) modu optycznego 2D, dla standardowej konstrukcji falowodu lasera QCL ($\lambda = 9 \mu\text{m}$), z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości $1,5 \mu\text{m}$ każdy, przy grubości warstwy separującej 500 nm. [prace własne]

Symulacje wykazały, że w standardowej konstrukcji lasera, **gęstość prądu progowego j_{th}** wyznaczona z modelowania wynosi **$2,63 \text{ kA/cm}^2$** – jest to wartość referencyjna, do której porównywane będą następne wyniki badań. Modelowanie 2D wykazało, że laser jest jednomodowy, jednak spora część modu wycieka z falowodu na boki poza szerokość paska (Rys. 3.41b). W związku z tym, zdecydowano się na zmianę ośrodka otaczającego z powietrza na azotek krzemu Si_3N_4 tzw. SiN o grubości $2 \mu\text{m}$. Materiał ten charakteryzuje się wysoką stabilnością termiczną, a dodatkowo ma niski współczynnik załamania światła $n = 1,7428$, dla długości fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$ [130], dzięki czemu samoistnie tworzy falowód dookoła paska lasera. Takie rozwiązanie zapobiega bocznemu wyciekowi modu laserowego, co pokazano na rysunku 3.42.



Rys. 3.42. Rozkład modu optycznego 2D w standardowej konstrukcji falowodu lasera QCL ($\lambda = 9 \mu\text{m}$), z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości $1,5 \mu\text{m}$ każdy (grubość warstwy separującej 500 nm , ośrodek otaczający SiN). [prace własne]

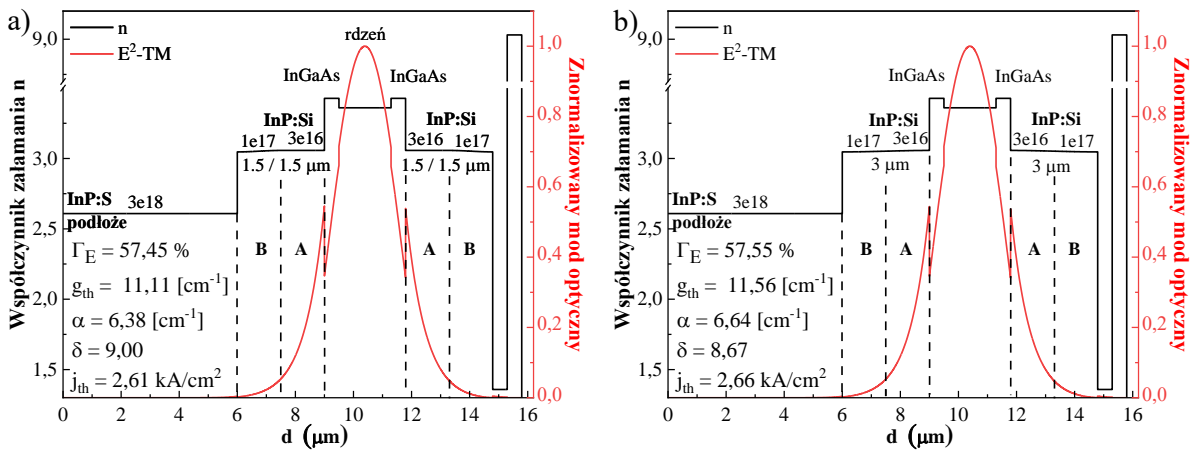
W kolejnym kroku przeprowadzono symulacje z liniowym rozkładem domieszki w obszarze B (*B liniowy*) oraz w obszarze A i B (*AB liniowy*). Wyniki modelowania przedstawiono na rysunku 3.43.



Rys. 3.43. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu $E^2\text{-TM}$ (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B liniowy*, b) *AB liniowy*; przy grubości warstwy separującej 500 nm ($\lambda = 9 \mu\text{m}$).

[prace własne]

Podobnie jak w wypadku symulacji parametrów lasera dla długości fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$, rozkład typu *B liniowy* zwiększa wskaźnik jakości δ o niecałe 2%. Jednocześnie można zaobserwować nieznaczne zmniejszenie wartości gęstości prądu progowego z $2,63 \text{ kA/cm}^2$ do $2,61 \text{ kA/cm}^2$. Rozkład domieszki wg. schematu *AB liniowy* poprawia wartość współczynnika wypełnienia modu Γ_E (wzrost do 57,57%), jednak pozostałe parametry ulegają pogorszeniu tzn. rośnie g_{th} , j_{th} oraz spada wskaźnik jakości δ .

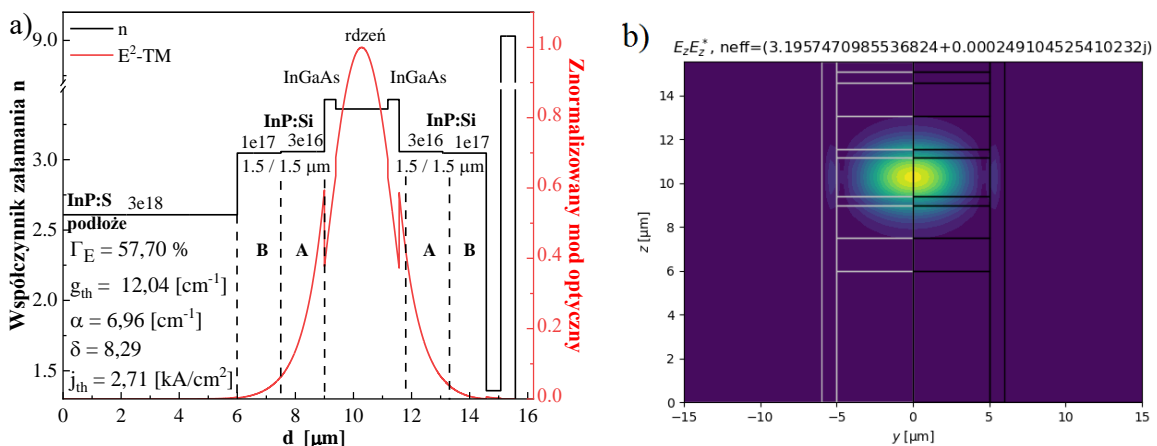


Rys. 3.44. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu $E^2\text{-TM}$ (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) B sinus, b) AB sinus; przy grubości warstwy separującej 500 nm ($\lambda = 9$ μm). [prace własne].

Rozkład typu B sinus charakteryzuje się identycznymi wartościami symulowanych parametrów jak B liniowy, przy nieznacznie niższym poziomie optycznego wzmocnienia progowego g_{th} . Natomiast rozkład domieszki AB sinus, podobnie jak AB liniowy powoduje pogorszenie parametrów wynikających z modelowania, z wyjątkiem współczynnika Γ_E .

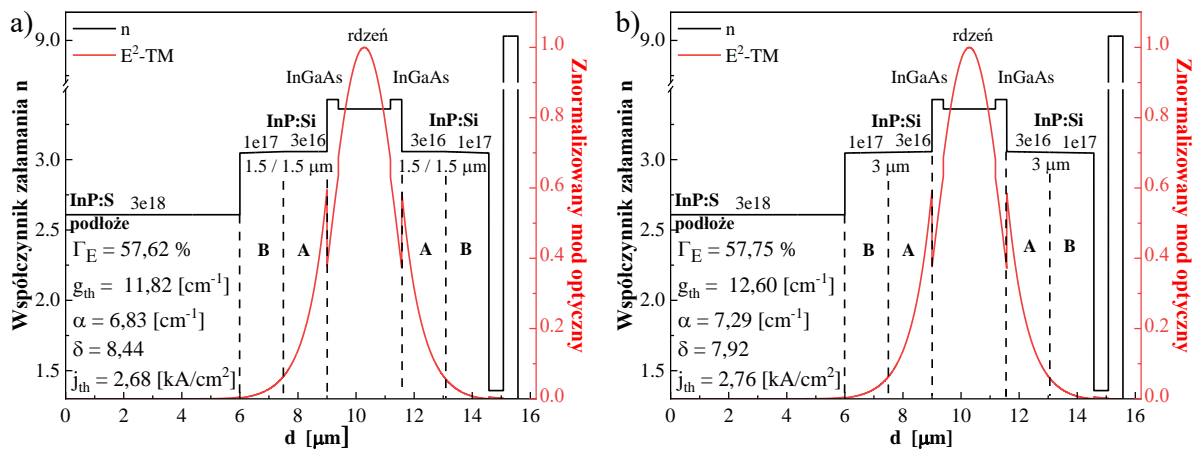
3.2.3.2. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 390 nm

W następnym etapie badań przeprowadzono modelowanie dla cieńszej warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 390$ nm, optymalnej ze względu na współczynnik uwięzienia modu Γ_E . Otrzymane wyniki przedstawiono na rysunkach od 3.45 do 3.47.



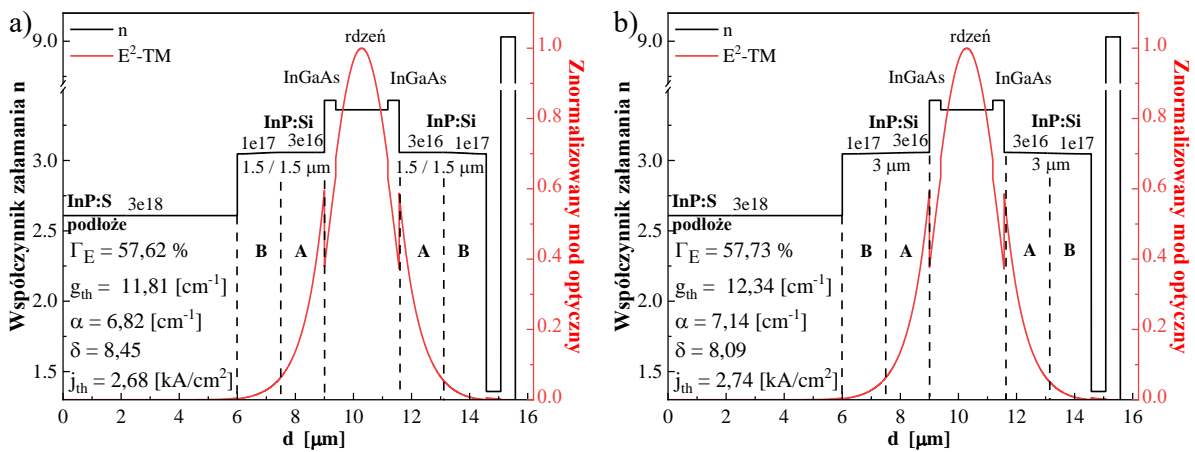
Rys. 3.45. Rozkład a) współczynnika załamania światła n (linia czarna) i kwadrat składowej elektrycznej modu $E^2\text{-TM}$ (linia czerwona) oraz b) modu optycznego 2D, dla standardowej konstrukcji falowodu lasera QCL ($\lambda = 9$ μm), z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości $1,5$ μm każdy, przy grubości warstwy separującej 390 nm. [prace własne]

Cieńsza warstwa separująca powoduje niewielki wzrost wartości współczynnika wypełnienia modu Γ_E z 57,52% na 57,70%, natomiast pogorszeniu ulegają pozostałe parametry. Jednak, przy długości fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, zmiana grubości spaceru InGaAs o 100 nm nie powoduje istotnych zmian wartości symulowanych parametrów. Warstwa ta w większym stopniu wpływa na zmianę optycznego wzmocnienia progowego g_{th} i straty falowodowe α , niż na współczynnik Γ_E . Rozkład modu optycznego 2D w konstrukcji z cieńszą warstwą InGaAs o grubości 390 nm został zasymulowany z uwzględnieniem dielektrycznej warstwy z azotku krzemu SiN. Na symulacji 2D wyraźnie widać, że mod optyczny nie wycieka poza-warstwy ograniczające, co oznacza, że ich grubość jest odpowiednio dobrana, a laser wciąż pracuje jednomodowo.



Rys. 3.46. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B liniowy*, b) *AB liniowy*; przy grubości warstwy separującej 390 nm ($\lambda = 9 \mu\text{m}$) [prace własne].

Na rysunku 3.46 pokazano wyniki modelowania falowodów z gradientowym rozkładem domieszki typu *B liniowy* i *AB liniowy*, z uwzględnieniem cieńszej warstwy separującej. Na ich podstawie stwierdzono, że rozkład typu *B liniowy* również daje lepsze wartości wyliczonych parametrów niż *AB liniowy*. Rozkład *B liniowy* nieznacznie poprawia wszystkie symulowane parametry, przy niewielkim zmniejszeniu wartości współczynnika uwięzienia modu Γ_E z 57,70% na 57,62%.

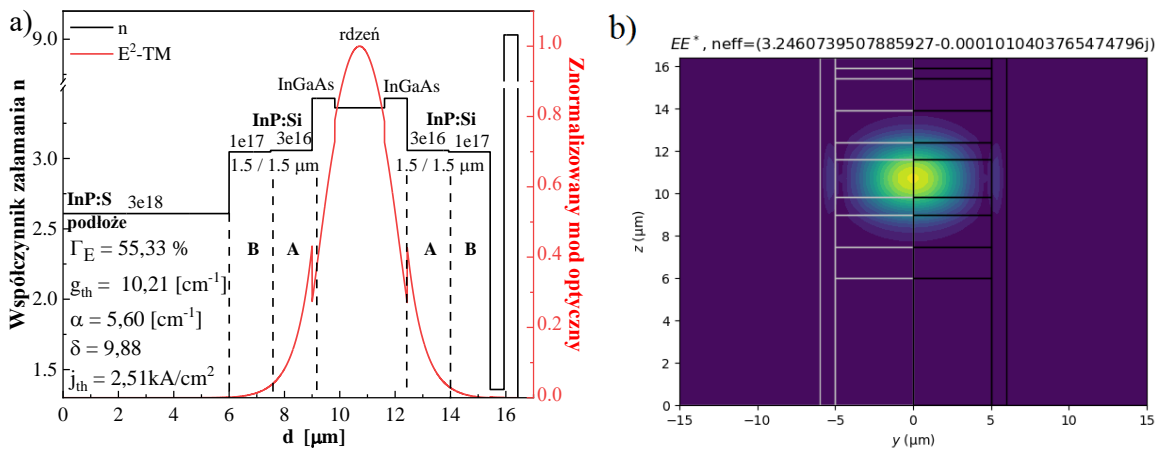


Rys. 3.47. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B sinus*, b) *AB sinus*; przy grubości warstwy separującej 390 nm ($\lambda = 9 \mu\text{m}$) [prace własne].

Na rysunku 3.47 zaprezentowano wyniki symulacji dla warstw ograniczających z rozkładem domieszki o schemacie *B sinus* oraz *AB sinus*. Zastosowanie rozkładu *B sinus* skutkuje niemalże identycznymi parametrami jak dla schematu *B liniowy*, przy minimalnie mniejszych stratach, a tym samym nieznacznie większym (o 0,01) wskaźniku jakości δ . Gradientowy rozkład domieszki w obszarze całej warstwy ograniczającej – schemat *AB liniowy*, charakteryzuje się większym współczynnikiem wypełnienia modu Γ_E (wzrost z 57,70% na 57,73%), jednak znacznie gorszymi pozostałymi parametrami.

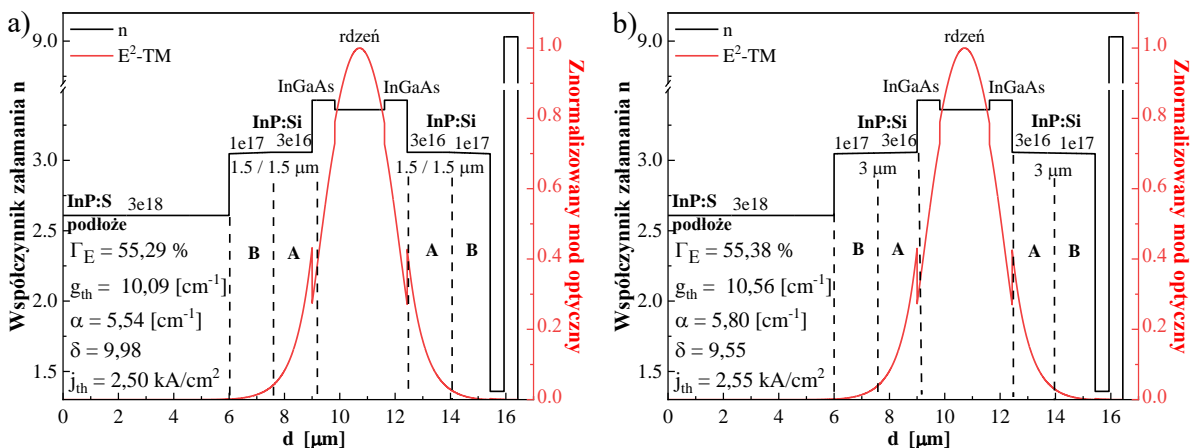
3.2.3.3. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 820 nm

W kolejnym etapie badań przeprowadzono analogiczne symulacje dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 820 \text{ nm}$, optymalnej ze względu na stosunek współczynnika uwięzienia modu do optycznego wzmocnienia progowego Γ_E/g_{th} . Otrzymane wyniki przedstawiono na rysunkach od 3.48 do 3.50.



Rys. 3.48. Rozkład a) współczynnika załamania światła n (linia czarna) i kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) oraz b) modu optycznego 2D, dla standardowej konstrukcji falowodu lasera QCL ($\lambda = 9 \mu\text{m}$), z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości $1,5 \mu\text{m}$ każdy, przy grubości warstwy separującej 820 nm . [prace własne]

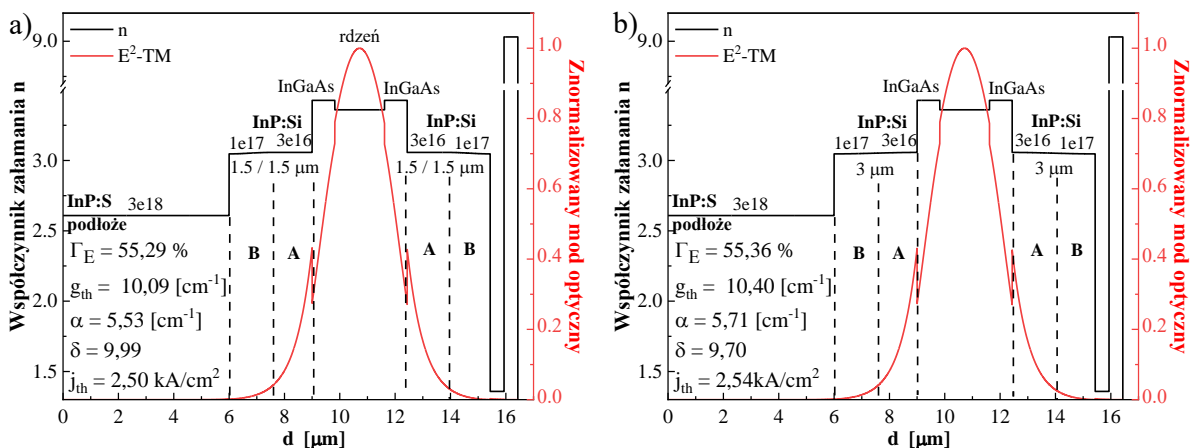
Wraz ze zwiększaniem grubości warstwy separującej InGaAs maleje zarówno współczynnik uwięzienia modu, jak i straty falowodowe oraz optyczne wzmocnienie progowe. Przekłada się to na zwiększenie wskaźnika jakości δ z $8,86$ do wartości $9,88$. Grubsza warstwa separująca powoduje także zmniejszenie gęstości prądu progowego z $2,63$ do $2,51 \text{ kA/cm}^2$, co prawdopodobnie wynika z niemal dwukrotnie większej ruchliwości elektronów w związku InGaAs [130] niż w InP [131]. W kolejnym kroku, analogicznie do poprzednich symulacji, badano wpływ na parametry lasera gradientowych rozkładów domieszki w warstwach ograniczających. Na rysunku 3.2.45 zaprezentowano wyniki modelowania dla liniowych rozkładów domieszki, zgodnie ze schematami *B liniowy* oraz *AB liniowy*.



Rys. 3.49. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B liniowy*, b) *AB liniowy*; przy grubości warstwy separującej 820 nm ($\lambda = 9 \mu\text{m}$) [prace własne].

Wprowadzenie liniowego rozkładu domieszki w obszarze B (*B liniowy*) poprawia wszystkie parametry, za wyjątkiem współczynnika wypełnienia modu Γ_E , który spada z wartości 55,33% do 55,29%. Podobnie jak w poprzednich symulacjach, rozkład *B liniowy* wpływa korzystnie na pozostałe parametry lasera. W wypadku rozkładu *AB liniowy* wyniki modelowania wykazują pogorszenie wszystkich parametrów za wyjątkiem współczynnika wypełnienia modu, który rośnie z 55,30% na 55,38%. Wzrost ten nie rekompensuje jednak powstających w takiej strukturze strat, co docelowo skutkuje zmniejszeniem wartości wskaźnika jakości δ z 9,88 na 9,55. Tak więc, podobnie do wcześniejszych symulacji, parametry lasera z gradientowym rozkładem domieszki typu *AB liniowy* są gorsze w porównaniu do schematów *B liniowy* oraz *standard*.

Następnie przeprowadzono modelowanie uwzględniające warstwy ograniczające z rozkładami domieszki typu *B sinus* oraz *AB sinus*. Otrzymane wyniki przedstawiono na rysunku 3.50.

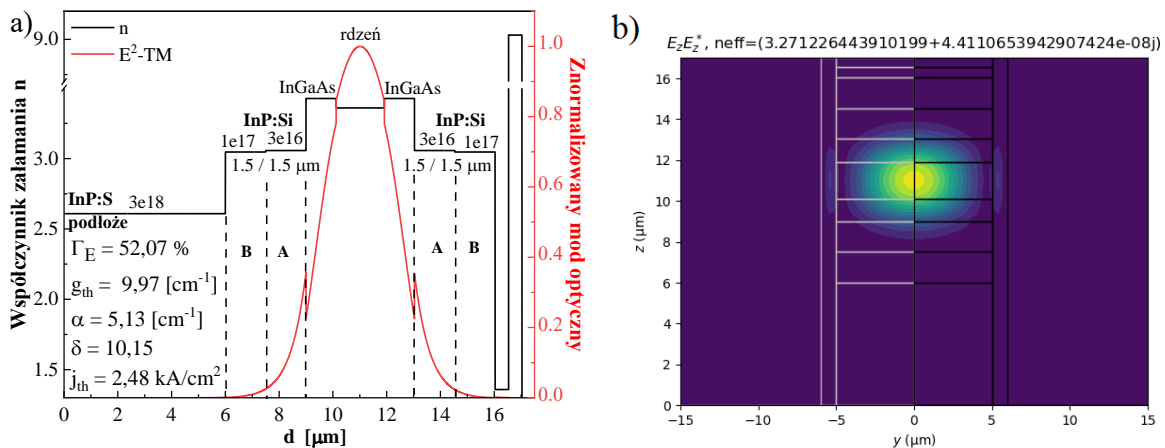


Rys. 3.50. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B sinus*, b) *AB sinus*; przy grubości warstwy separującej 820 nm ($\lambda = 9 \mu\text{m}$). [prace własne]

Zastosowanie w obszarze warstwy ograniczającej rozkładu typu *B sinus* pozwala uzyskać nieznacznie mniejsze straty niż w wypadku rozkładu *B liniowy*. Skutkuje to wzrostem wskaźnika jakości δ z 9,88 do wartości 9,99. Pozostałe parametry są identyczne jak dla rozkładu *B liniowy*. Natomiast wprowadzenie rozkładu *AB sinus* powoduje pogorszenie parametrów lasera w stosunku do konstrukcji *standardowej*. Wyjątkiem jest współczynnik wypełnienia modu Γ_E , który wzrasta nieznacznie z 55,33 do 55,36%. Można jednak zauważyć, że zastosowanie rozkładu *AB sinus* daje lepsze parametry wynikające z symulacji niż rozkład *AB liniowy*.

3.2.3.4. Optymalizacja rozkładu domieszki dla warstwy separującej o grubości 1120 nm

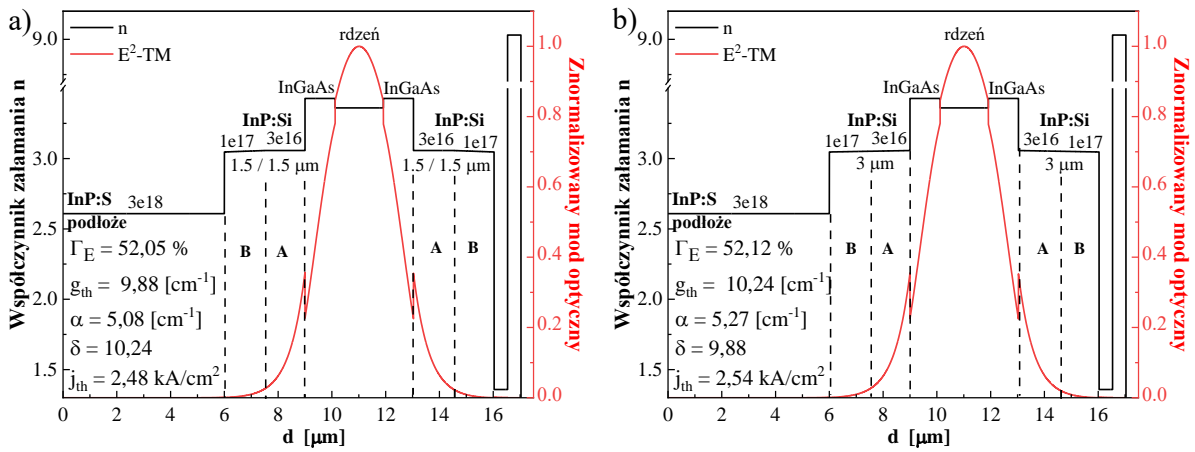
W końcowym etapie badań wykonano modelowanie dla warstwy separującej InGaAs o grubości $H = 1120$ nm, optymalnej ze względu na optyczne wzmocnienie progowe g_{th} . Grubość ta jest ponad dwukrotnie większa niż zakładana w standardowej konstrukcji. Wyniki przeprowadzonych symulacji zaprezentowano na rysunkach od 3.51 do 3.53.



Rys. 3.51. Rozkład a) współczynnika załamania światła n (linia czarna) i kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) oraz b) modu optycznego 2D, dla standardowej konstrukcji faliowodu lasera QCL ($\lambda = 9$ μm), z dwoma obszarami A i B o stałym domieszkowaniu i grubości 1,5 μm każdy, przy grubości warstwy separującej 1120 nm [prace własne].

Wprowadzenie warstwy separującej o grubości 1120 nm powoduje znaczną poprawę prawie wszystkich parametrów lasera wynikających z modelowania, co jest główną zaletą takiego rozwiązania konstrukcyjnego. Niestety, jednocześnie następuje istotny spadek współczynnika uwięzienia modu Γ_E , który zmniejsza się od 57,52% (dla $H = 500$ nm) do 52,07%. Warto podkreślić, że w wypadku struktur QCL projektowanych na krótsze długości fal ($\lambda = 5$ μm), różnica między wartościami współczynnika Γ_E otrzymanymi w wyniku modelowania różnych grubości spacera InGaAs, nie była tak znaczna jak dla lasera o zakładanej emisji $\lambda = 9$ μm .

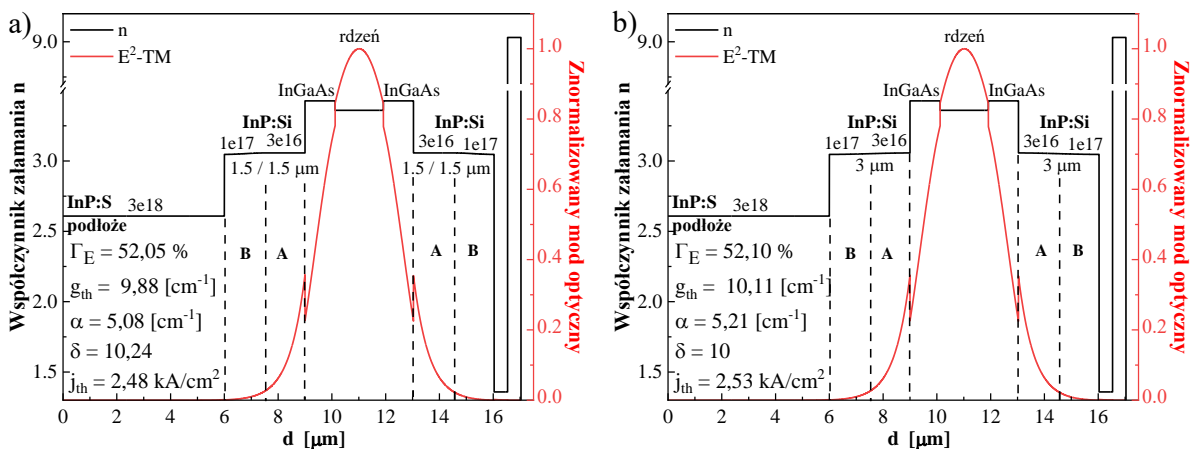
Podobnie jak wcześniej, kolejnym etapem prac było modelowanie faliowodów z gradientowym rozkładem domieszkowania w obszarze warstw ograniczających. Wyniki przeprowadzonych symulacji struktur z zastosowaniem liniowych rozkładów domieszkowania typu *B liniowy* oraz *AB liniowy* zaprezentowano na rysunku 3.52.



Rys. 3.52. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu $E^2\text{-TM}$ (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B liniowy*, b) *AB liniowy*; przy grubości warstwy separującej 1120 nm ($\lambda = 9$ μm) [prace własne].

Analizując otrzymane dane można stwierdzić, że podobnie jak w poprzednich symulacjach, zastosowanie rozkładu typu *B liniowy* zmniejsza straty falowodowe α i optyczne wzmocnienie progowe g_{th} oraz zwiększa wskaźnik jakości δ , w stosunku do standardowej konstrukcji. Obserwuje się jedynie niewielki spadek współczynnika uwięzienia modu Γ_E z 52,07% na 52,05%, przy niezmienniej wartości gęstości prądu progowego. W wypadku rozkładu *AB liniowy*, podobnie jak wcześniej można zauważyć pogorszenie prawie wszystkich parametrów wynikających z modelowania, za wyjątkiem współczynnika Γ_E , który zwiększa się nieznacznie z 52,07% do 52,12%. Wzrost ten nie rekompensuje jednak powstałych w laserze strat falowodowych, co skutkuje obniżeniem wskaźnika jakości δ .

Końcowy etap badań obejmował modelowanie gradientowych rozkładów domieszki w obszarze warstwy ograniczającej typu *B sinus* i *AB sinus*. Otrzymane wyniki pokazano na rysunku 3.53.

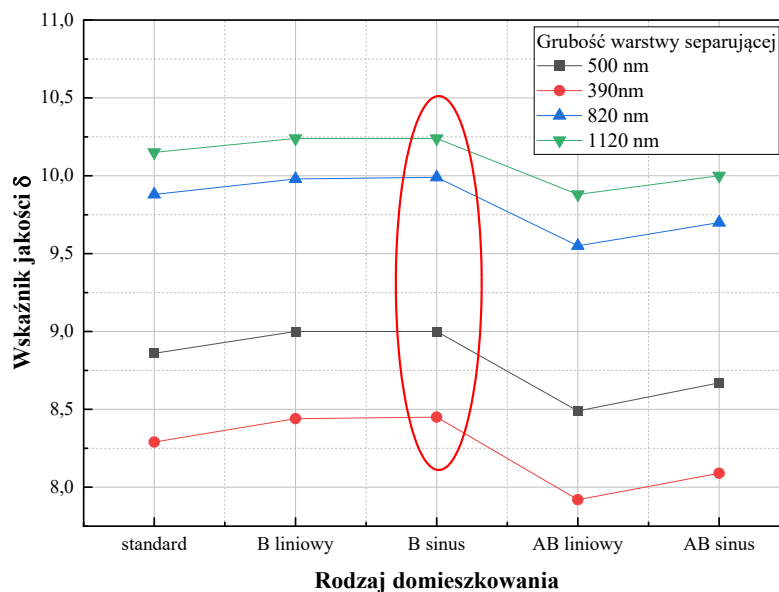


Rys. 3.53. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu $E^2\text{-TM}$ (linia czerwona), dla falowodów z gradientowym rozkładem domieszki w obrębie warstw ograniczających typu: a) *B sinus*, b) *AB sinus*; przy grubości warstwy separującej 1120 nm ($\lambda = 9$ μm) [prace własne].

Podstawowe parametry lasera wyznaczone dla rozkładu *B sinus* są identyczne jak wyniki uzyskane dla schematu *B liniowy*. W związku z tym można stwierdzić, że przy tak grubej warstwie separującej InGaAs nie jest istotne, czy wprowadzimy rozkład *B sinus*, czy *B liniowy*. W wypadku rozkładu *AB sinus* parametry wynikające z modelowania uległy poprawie w porównaniu do schematu *AB liniowy*, jednak są one gorsze od wartości uzyskanych dla konstrukcji *standardowej*.

3.2.3.5. Porównanie skokowego i gradientowego rozkładu domieszki

W celu dokładniejszego przedstawienia analizy porównawczej wyników modelowania autorka pracy zdecydowała się podsumować wartości parametrów takich jak wskaźnik jakości δ oraz gęstość prądu progowego j_{th} w formie graficznej. Wykres został zaprezentowany na rysunku 3.54 oraz 3.55 i określa wpływ rodzaju domieszkowania warstwy ograniczającej na wspomniane dwa parametry, δ oraz j_{th} .

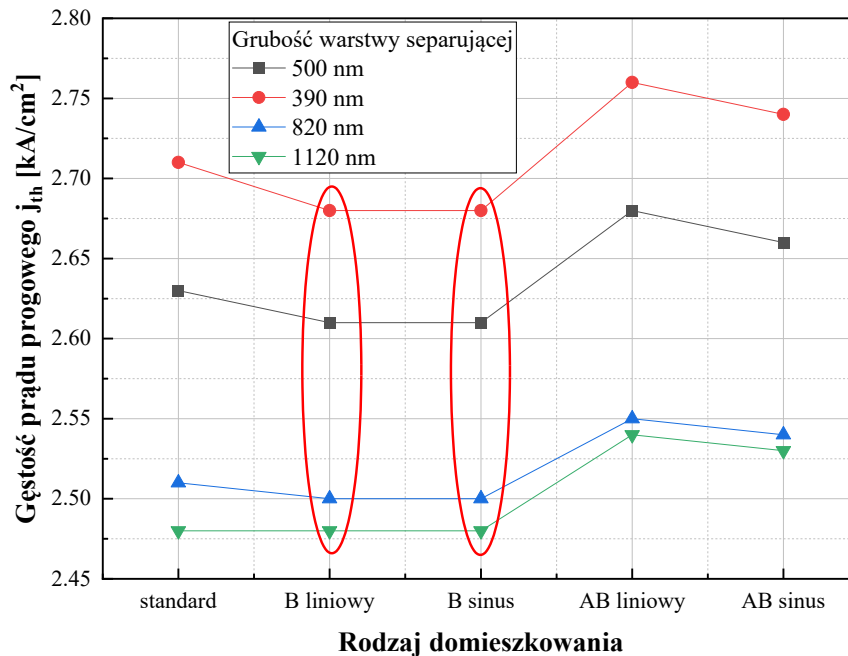


Rys. 3.54. Zależność wskaźnika jakości δ od rodzaju domieszkowania warstw ograniczających, przy różnych grubościach warstwy separującej InGaAs, dla lasera QCL emitującego długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$. [prace własne].

W wypadku laserów QCL projektowanych na długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, grubość warstwy separującej ma znacznie większy wpływ niż w wypadku laserów na krótsze długości fal. Dodatkowo, rozbieżność między grubością warstwy separującej optymalną ze względu na maksymalny współczynnik uwięzienia modu Γ_E (390 nm), a grubością tej warstwy gwarantującą minimalny poziom optycznego wzmocnienia progowego g_{th} (1120 nm) jest

bardzo duża. Powoduje to dużo większy zakres zmian wartości wskaźnika δ niż w wypadku lasera projektowanego na długość fali 5 μm (Rys. 3.27). Zależności przedstawione na rysunku 3.54 są zgodne z wynikami modelowania dla krótszej fali. Mianowicie dla każdej grubości warstwy separującej optymalnym rozwiązaniem jest zastosowanie konstrukcji warstwy ograniczającej zgodnej ze schematem domieszkowania *B sinus*. Podobnie jak w poprzednich symulacjach najlepszym rozwiązaniem jest zastosowanie warstwy separującej o grubości 1120 nm, optymalnej ze względu na minimalny poziom optycznego wzmocnienia progowego. Grubość ta jest jednak niezwykle duża i zwiększa grubość docelowej struktury laserowej o ponad 1 μm . Dlatego należy zastanowić się, czy nie lepszym rozwiązaniem będzie zastosowanie warstwy separującej o grubości 820 nm, która jest optymalna ze względu na największą wartość ilorazu Γ_E/g_{th} .

Wpływ rodzaju rozkładu domieszkowania warstw ograniczających lasera QCL na wartość gęstości prądu progowego j_{th} pokazano na rysunku 3.55.



Rys. 3.55. Zależność gęstości prądu progowego od rodzaju domieszkowania warstw ograniczających, przy różnych grubościach warstwy separującej InGaAs, dla lasera QCL emitującego długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$.

[prace własne].

Analiza wpływu profilu domieszkowania warstw ograniczających na wartość gęstości prądu progowego wykazała, że optymalnym rozkładem domieszki jest zarówno schemat *B liniowy*, jak i *B sinus*. Gęstość prądu progowego jest najmniejsza dla grubości warstwy separującej 1120 nm - optymalnej ze względu na najniższy poziom optycznego wzmocnienia progowego. Jednak tak jak wspomniano poprzednio, grubość ta jest bardzo duża i warto zmniejszyć ją do 820 nm, zwiększając tym samym całkowitą grubość struktury w stosunku do konstrukcji standardowej o 640 nm, a nie o 1240 nm.

3.4. Zdefiniowanie optymalnych parametrów warstw falowodowych – projekt struktur laserowych

Wykreślenie zależności wskaźnika jakości δ od rozkładu domieszkowania, dla laserów QCL zaprojektowanych na długość fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$ (Rys. 3.27) oraz $\lambda = 9 \mu\text{m}$ (Rys. 3.55), pozwoliło na zdefiniowanie optymalnych parametrów warstw falowodowych. Parametry te w odniesieniu do struktur referencyjnych zaprezentowano w Tabeli 2 ($\lambda = 5 \mu\text{m}$) oraz w Tabeli 3 ($\lambda = 9 \mu\text{m}$).

Tabela 2. Zdefiniowane **optymalne parametry warstw falowodowych**, dla lasera zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$, wraz z wyznaczonymi z modelowania parametrami struktury w porównaniu do struktury standardowej.

Parametr	Rozkład domieszki	Standard	Rozkład B sinus
Całkowita grubość warstwy ograniczającej		2 μm	2 μm
Grubość warstwy separującej		500 nm	310 nm
Γ_E		65,31%	68,84%
g_{th}		6,89 cm^{-1}	6,71 cm^{-1}
α		4,46 cm^{-1}	4,60 cm^{-1}
δ		14,64	14,97

Zaproponowane zmiany konstrukcji lasera QCL, zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$, tj. **zmniejszenie grubości warstwy separującej InGaAs z 500 nm do 310 nm**, optymalnej ze względu na możliwie najmniejsze optyczne wzmocnienie progowe oraz **wprowadzenie rozkładu typu B sinus** w obszarze warstw ograniczających (Rozdział 3.1.3.2, rys. 3.23a), wpłynęło na:

- zwiększenie wartości współczynnika uwięzienia modu Γ_E z 65,61% do 68,84% (o ok. 3,5 p.p.),
- zmniejszenie wartości optycznego wzmocnienia progowego g_{th} z 6,81 cm^{-1} do 6,71 cm^{-1} ,
- znaczne zwiększenie współczynnika jakości δ z wartości 14,64 do 14,97,
- nieznaczny wzrost strat falowodowych α z 4,46 cm^{-1} do 4,60 cm^{-1} .

Na tej podstawie stwierdzono, że optymalne parametry falowodowe laserów QCL, dla długości fali 5 μm to: grubość warstwy separującej $H = 310 \text{ nm}$ oraz rozkład domieszkowania warstw ograniczających typu B sinus.

W analogiczny sposób zdefiniowano optymalne parametry warstw falowodowych dla lasera QCL zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$. W tym wypadku uwzględniono także zmianę wartości gęstości prądu progowego j_{th} .

Tabela 3. Zdefiniowane **optymalne parametry warstw falowodowych**, dla lasera QCL zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, wraz z wyznaczonymi z modelowania parametrami struktury w porównaniu do struktury standardowej.

Parametr	Rozkład domieszki	Standard	Rozkład B sinus
Całkowita grubość warstwy ograniczającej		3 μm	3 μm
Grubość warstwy separującej		500 nm	1120 nm
Γ_E		57,52%	52,05%
g_{th}		11,31 cm^{-1}	9,88 cm^{-1}
α		6,49 cm^{-1}	5,08 cm^{-1}
δ		8,86	10,24
j_{th}		2,63 kA/cm^2	2,48 kA/cm^2

Zwiększenie grubości warstwy separującej z 500 nm do 1120 nm (grubość optymalna ze względu na minimalne optyczne wzmocnienie progowe) oraz **wprowadzenie rozkładu B sinus** w obszarze warstw ograniczających, wpłynęło na:

- zmniejszenie wartości współczynnika uwięzienia modu Γ_E z 57,72% do 52,05% (o 5,47 p.p.),
- zmniejszenie parametru g_{th} z wartości 11,31 cm^{-1} do 9,88 cm^{-1} (o 13%),
- zmniejszenie strat falowodowych α z wartości 6,49 cm^{-1} do 5,08 cm^{-1} ,
- znaczące zwiększenie wskaźnika δ z wartości 8,86 do 10,24 (wzrost o 16%),
- zmniejszenie wartości gęstości prądu progowego z 2,63 kA/cm^2 do 2,48 kA/cm^2 (o 6%).

Mimo znaczącego spadku współczynnika Γ_E , otrzymano dużo większy wskaźnik jakości δ ze względu na zmniejszenie strat falowodowych. Warto podkreślić, że w obu konstrukcjach laserowych najlepsze wyniki modelowania osiągnięto dla grubości warstw separujących InGaAs, optymalnych ze względu na optyczne wzmocnienie progowe oraz rozkładu domieszki w warstwach ograniczających typu B sinus.

Na tej podstawie stwierdzono, że optymalne parametry falowodowe laserów QCL, dla długości fali 9 μm to: grubość warstwy separującej $H = 1120 \text{ nm}$ oraz rozkład domieszkowania warstw ograniczających typu B sinus.

4. Technologia wytwarzania kwantowego lasera kaskadowego

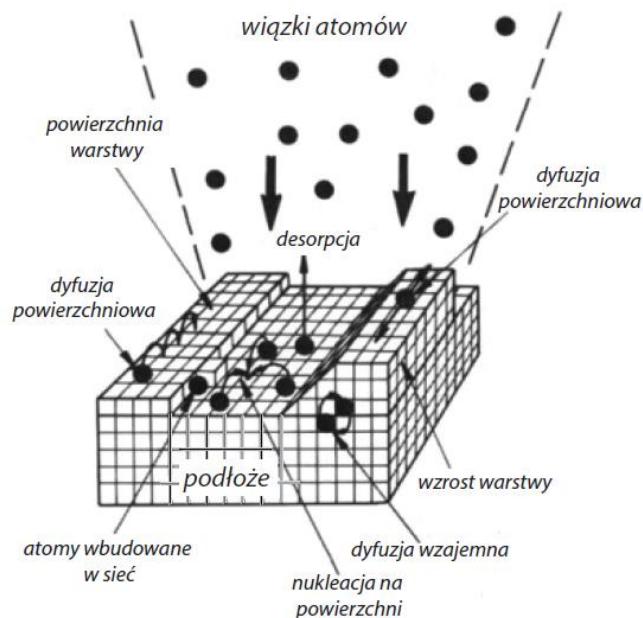
Kwantowy laser kaskadowy ze względu na skomplikowaną strukturę wymaga opracowania zaawansowanej technologii, gwarantującej kontrolę szybkości wzrostu (grubości warstw na poziomie atomowym) i stechiometryczności składu osadzanych warstwy. Metodą spełniającą te ściśle określone wymagania jest epitaksja. Słowo „epitaksja” pochodzi z języka greckiego i składa się z dwóch członów: *epi* (ἐπί), czyli „na” oraz *taxis* (τάξις), czyli „ułożenie”, „porządek”. Zatem proces epitaksji należy rozumieć w ten sposób, że atomy osadzanej (czyli na podłożu) warstwy tworzą jednorodną i uporządkowaną strukturę zgodną z orientacją krystalograficzną podłoża [131].

4.1. Techniki epitaksyjne

Stosowane są różne rodzaje technik epitaksyjnych, z których główne to epitaksja z zastosowaniem wiązek molekularnych lub atomowych (MBE) i epitaksja z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych (MOVPE). Techniki te znalazły zastosowanie w wytwarzaniu struktur wielowarstwowych o różnych składach i parametrach – np. GaAs – AlGaAs, co daje ogromne możliwości w zakresie inżynierii struktury energetycznej. Warto podkreślić, że zarówno w wypadku technologii MBE, jak i MOVPE spełnione są wymagania precyzyjnego domieszkowania warstw, co ma kluczowe znaczenie dla opracowania struktur przyrządowych kwantowego lasera kaskadowego.

4.1.1. Epitaksja z wiązek molekularnych

Epitaksja z wiązek molekularnych została opracowana pod koniec lat 60. XX wieku w Bell Telephone Laboratories przez J.R. Arthura i Alfreda Y. Cho [132]. Proces epitaksjalny zachodzi w ultra wysokiej próżni (ang. *ultra high vacuum*, UHV) rzędu 10^{-8} Pa. Procesy fizyczne występujące na powierzchni podłoża podczas wzrostu epitaksjalnego zaprezentowano na rysunku 4.1.



Rys. 4.1. Procesy zachodzące na powierzchni podłoża w trakcie wzrostu epitaksjalnego techniką MBE.

Technika MBE wyróżnia się przede wszystkim ze względu na: prowadzenie procesu w warunkach UHV, co minimalizuje wbudowywanie się zanieczyszczeń w warstwę epitaksjalną, zapewnia, że droga swobodna atomów (cząsteczek) jest większa od odległości źródło atomowe (cząsteczkowe) – podłoże oraz stosowania wiązek atomowych lub molekularnych w transporcie do powierzchni (brak związków chemicznych). Procesy fizyczne zachodzące podczas krystalizacji to w kolejności:

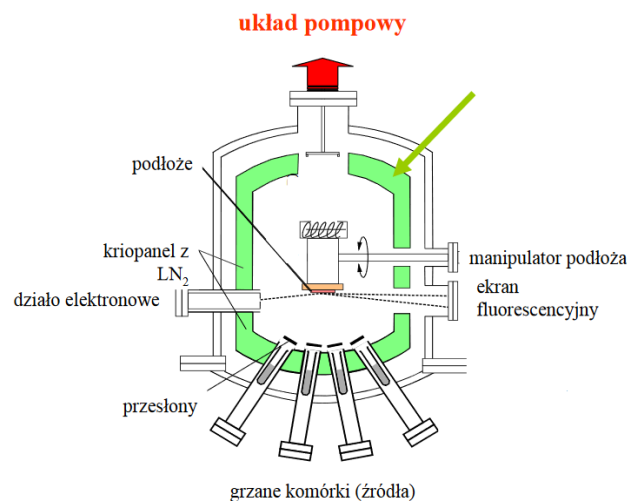
- adsorpcja atomów i molekuł na powierzchni podłoża, która zachodzi przez dostarczanie ich do powierzchni za pomocą wiązek atomów i molekuł generowanej w komórkach efuzyjnych,
- migracja (dyfuzja) powierzchniowa i dysocjacja adsorbowanych molekuł,
- wbudowywanie się atomów w sieć krystaliczną podłoża lub wcześniej osadzoną warstwę epitaksjalną,
- termiczna desorpcja atomów i cząsteczek, które nie zostały wbudowane w strukturę krystaliczną.

Dodatkowo ultra wysoka próżna w reaktorze MBE umożliwia kontrolowanie procesu wzrostu w czasie rzeczywistym, korzystając z możliwości zainstalowania w systemie epitaksjalnym zaawansowanych technik diagnostyki in-situ powierzchni osadzanych materiałów, takich jak: odbiciowa dyfrakcja wysokoenergetycznych elektronów (*ang. Reflection high-energy electron diffraction, RHEED*), spektroskopia Augera (AS), odbiciowa spektroskopia masowa (*ang. reflection mass spectroscopy, REMS*), odbiciowa spektroskopia anizotropii (*ang. reflectance anisotropy spectroscopy, RAS*), spektroskopia fotoelektronów wzbudzanych promieniowaniem rentgenowskim (*ang. X-ray photoelectron spectroscopy, XPS*),

spektroskopia elipsometryczna (*ang. ellipsometric spectroscopy*, ES) czy interferometria laserowa (*ang. laser interferometry*, LI). Te zaawansowane techniki pomiarowe pozwalają na analizę i kontrolę właściwości osadzanej warstwy z precyzją do pojedynczych warstw atomowych, co umożliwia wytwarzanie, przy użyciu metody MBE, najbardziej zaawansowanych przyrządów optoelektronicznych

Typowa komora epitaksjalna składa się z kilku kluczowych elementów zaprezentowanych na rysunku 4.2 [133], w której skład wchodzi:

- kriopanel z ciekłym azotem, który zapewnia dodatkowe pompowanie, zmniejsza efekt pamięciowy i zapewnia separację termiczną źródeł,
- zespół komórek efuzyjnych z niezależnymi źródłami atomowymi poszczególnych pierwiastków, których strumień jest kontrolowany głównie przez temperaturę źródła i ciśnienie wewnątrz komórki,
- mechaniczne przesłony, które otwierają i zamykają komórki źródłowe.



Rys. 4.2. Schemat komory epitaksjalnej w technologii MBE [133].

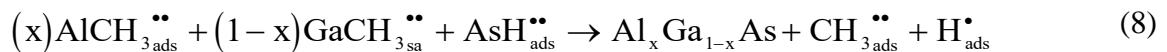
Reaktor wyposażony jest w porty próżniowe, do których można podłączyć urządzenia kontrolno-pomiarowe procesu krystalizacji i do badania właściwości warstwy.

Mimo wielu zalet takich jak precyzyjna kontrola grubości i składu warstw, doskonała jakość krystaliczna oraz ostre interfejsy, technika MBE charakteryzuje się kilkoma istotnymi ograniczeniami. Dotyczy to przede wszystkim wzrostu warstw zawierających fosfor, np. fosforek indu InP, który powszechnie stosowany jest w technologii laserów QCL. Pierwiastek ten osadza się w systemie epitaksjalnym ze względu na wysokie ciśnienie cząsteczkowe, powodując istotny efekt pamięciowy, stanowiąc tym samym źródło zanieczyszczeń oraz niebezpieczeństwo podczas prac konserwacyjnych, ze względu na możliwość samozapłonu podczas kontaktu z powietrzem.

4.1.2. Epitaksja z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych

Alternatywą dla techniki MBE, w szczególności dla epitaksji warstw z fosforem, jest technika MOVPE. Umożliwia ona również osadzanie warstw o grubościach subnanometrowych, jednak sam proces jest bardziej złożony, niż w wypadku MBE. W specjalnym reaktorze, z dokładną kontrolą temperatury i ciśnienia procesu, umieszcza się odpowiednio przygotowane podłoża, następnie po ich obróbce termicznej, wprowadza się źródła pierwiastków osadzanych warstw. Są to pary związków metaloorganicznych, najczęściej trójmetylki lub dwuetylki galu, indu lub glinu (np. TMGa, TMIIn, TMAI) oraz wodorki V grupy układu okresowego arsenowodór, czy fosforowodór (AsH_3 lub PH_3). W wyniku reakcji pirolizy (związki metaloorganiczne) i dysocjacji termicznej (wodorki) na powierzchni adsorbowane są reagenty procesów chemicznych.

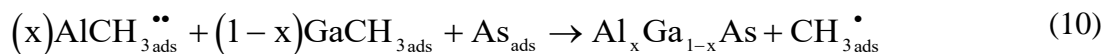
Formowanie warstwy epitaksjalnej (przykładowo warstwy $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) powstaje w wyniku heterogenicznych reakcji powierzchniowych:



przy czym



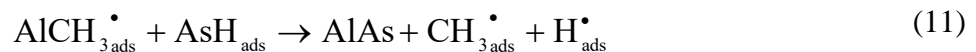
i (lub)



↓↓



Dla $x = 1$

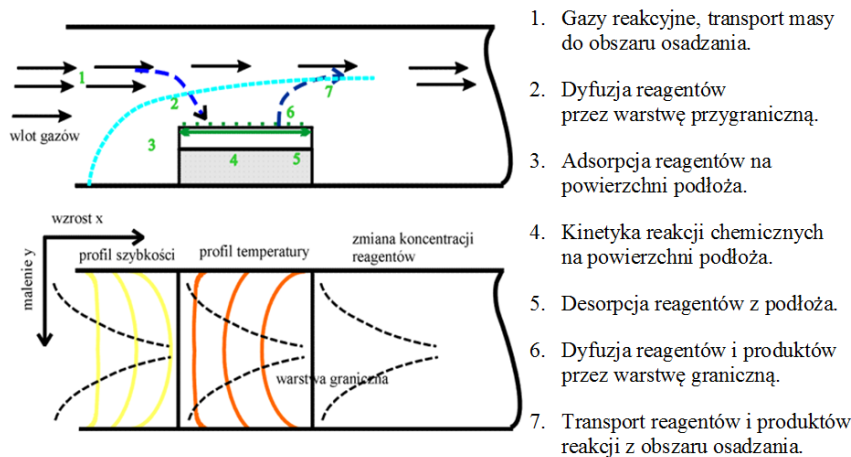


↓



W końcowej fazie procesów chemicznych powstają atomy grupy III i V, które następnie dyfundują po powierzchni i wbudowują się w strukturę krystaliczną podłoża lub warstwy epitaksjalnej [133].

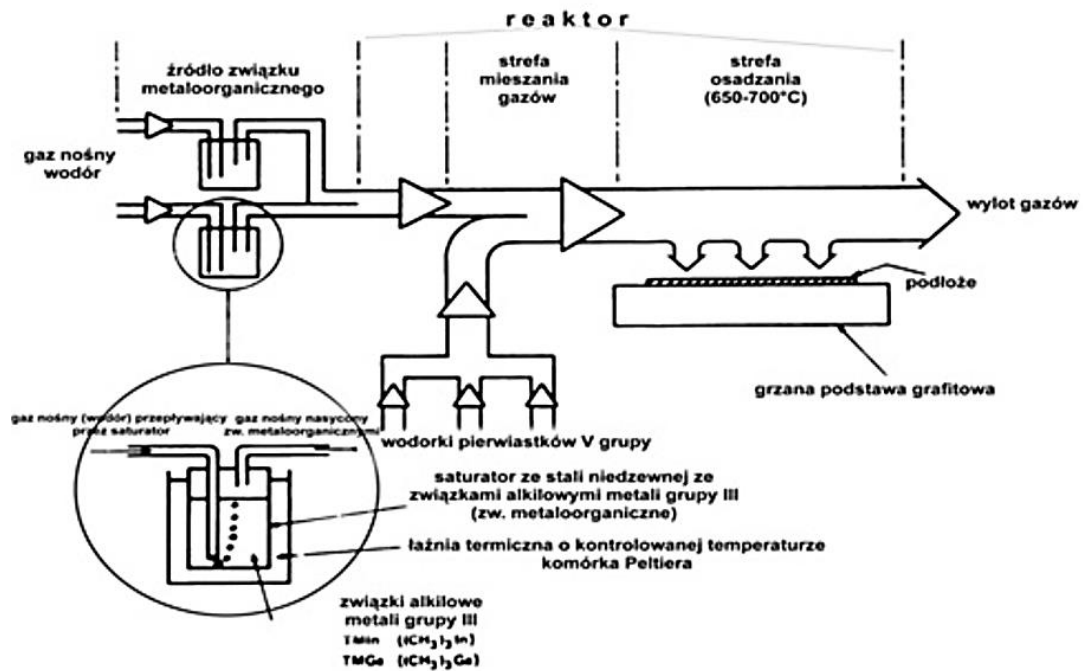
Schemat przedstawiający proces chemicznego osadzania z fazy gazowej CVD (MOVPE jako szczególny przypadek metody CVD) można opisać w kilku etapach (Rys.4.3):



Rys. 4.3 Schemat wzrostu warstwy w technologii MOVPE. [133]

Oznacza to, że w porównaniu do techniki MBE, w której występują tylko procesy fizyczne, technologii MOVPE występują zarówno procesy fizyczne, jak i chemiczne. Kolejną różnicą między obiema technikami są temperatura procesu i wartość ciśnienia w komorze roboczej, przy którym prowadzony jest proces. Technologia MOVPE nie wymaga prowadzenia procesu w ultra wysokiej próżni, a proces może być realizowany przy ciśnieniu atmosferycznym lub obniżonym np. do 100 mbar. Schemat technicznej realizacji systemu MOVPE został zamieszczony na rysunku 4.4. W jego skład wchodzi cztery bloki:

- instalacja ze źródłami związków metaloorganicznych i źródłami gazowym w postaci wodorków,
- strefa mieszania gazów i ujednorodniania strumienia gazowego źródeł gazowych,
- strefa osadzania/kryształizacji,
- obszar usuwania reagentów i produktów reakcji.



Rys. 4.4. Schemat przedstawiający techniczną realizację MOVPE. [133]

Konfiguracja poszczególnych bloków ma istotne znaczenie dla prawidłowego przebiegu procesu krystalizacji:

- dozownik gazów, odpowiedzialny za realizację sekwencyjnego i powtarzalnego w czasie sterowania masą poszczególnych źródeł pierwiastków, decyduje o precyzyjnej kontroli ciśnień cząstkowych prekursorów wzrostu, dostarczanych do wlotu reaktora;
- strefa mieszania; ma decydujący wpływ na formowanie laminarnego, jednorodnego strumienia gazowych reagentów, transportowanych przez gaz nośny - wodór w kierunku podłoża w strefie osadzania, na dyfuzję reagentów przez cienką gazową warstwę graniczną formowaną pomiędzy laminarnym strumieniem gazów a grzanym podłożem i ostatecznie na krystalizację warstw epitaksjalnych;
- istotne jest także skuteczne odprowadzanie produktów reakcji chemicznych i niezadsorbowanych reagentów ze strefy osadzania, które w równym stopniu zależy od parametrów samego procesu technologicznego jak i geometrii reaktora MOVPE.

W odróżnieniu od MBE, technika MOVPE wymaga zastosowania gazu nośnego. Gaz ten, najczęściej wodór, pełni wiele ważnych funkcji:

- odpowiada za dostarczanie do reaktora precyzyjnej ilości stosowanych związków metaloorganicznych. Związki te (najczęściej w postaci ciekłej, czasem stałej) znajdują się w specjalnych saturatorach. Wodór, przepływając przez saturator nasyca się parami danego związku i transportuje go dalej do wlotu reaktora. Ilość wprowadzanego związku źródłowego zależy od szybkości przepływu wodoru przez saturator i ciśnienia

cząstkowego związku organicznego, zależnego od jego temperatury (temperatury saturatora);

- całkowita ilość gazu nośnego wprowadzanego do reaktora decyduje o liniowej prędkości przepływu gazów przez reaktor, a tym samym szybkości transportu związków źródłowych do podłoża;
- zastosowanie wodoru, ze względu na jego bardzo dobrą przewodność cieplną, zapewnia równomierny rozkład temperatury na powierzchni podłoża, co poprawia jednorodność osadzanych warstw;
- obecność wodoru, a zwłaszcza jego rodników, obniża także temperaturę pirolizy stosowanych związków źródłowych, co znacznie przyspiesza kinetykę reakcji chemicznych i proces epitaksji można prowadzić w niższych temperaturach.

Skład fazy stałej, w stosowanych powszechnie warunkach wzrostu, makroskopowo regulowany jest przez kontrolowanie ułamków molowych źródeł w fazie gazowej. Mikroskopowo, skład osadzonej warstwy jest determinowany dyfuzją związków źródłowych, występujących w mniejszości (źródeł pierwiastków III grupy) przez gazową warstwę graniczną przy powierzchni podłoża. Stosowane związki metaloorganiczne to zazwyczaj proste kompleksy alkilowe metali i półmetali III, IV i V grupy głównej układu okresowego (glin, gal, ind, german, cyna, arsen, antymon, tellur, selen), a także cynku i kadmu. [134,135].

Struktury epitaksjalne laserów QCL często wykonuje się technologią hybrydową, łącząc zalety obu opisanych metod. Wyrafinowany rdzeń lasera osadzany jest techniką MBE, natomiast warstwy ograniczające i podkontaktowe metodą MOVPE [136,137], ze względu na wspomniane wcześniej problemy systemu MBE podczas osadzania warstw z fosforem. Takie rozwiązanie umożliwia wykonanie kwantowego lasera kaskadowego na bazie heterostruktur InGaAs/AlInAs/InP, w których studnie kwantowe i bariery wytworzone są odpowiednio ze związków potrójnych InGaAs i AlInAs, a warstwy ograniczające oraz podłoże stanowi InP. Taką hybrydową metodę MBE+MOVPE wytwarzania struktur epitaksjalnych laserów QCL zastosowano w realizacji technologicznej pracy doktorskiej Autorki.

Najbardziej czasochłonnym procesem wykonania struktur przyrządowych QCL jest optymalizacja technologii epitaksjalnej i processingu, co wymaga przeprowadzenia szeregu procesów testowych. Konieczne jest wyznaczenie krzywych kalibracyjnych stanowiska epitaksjalnego np. zależności szybkości wzrostu i kontroli składu warstw od parametrów technologicznych i temperatury epitaksji. Szczególne znaczenie ma to w wypadku projektowania konstrukcji i technologii najnowszej klasy laserów QCL. Dokładność wyznaczenia krzywych kalibracyjnych silnie zależy będzie od grubości obszaru dyfuzyjnego nad powierzchnią podłoża i jednorodności rozkładu temperatury na jego powierzchni

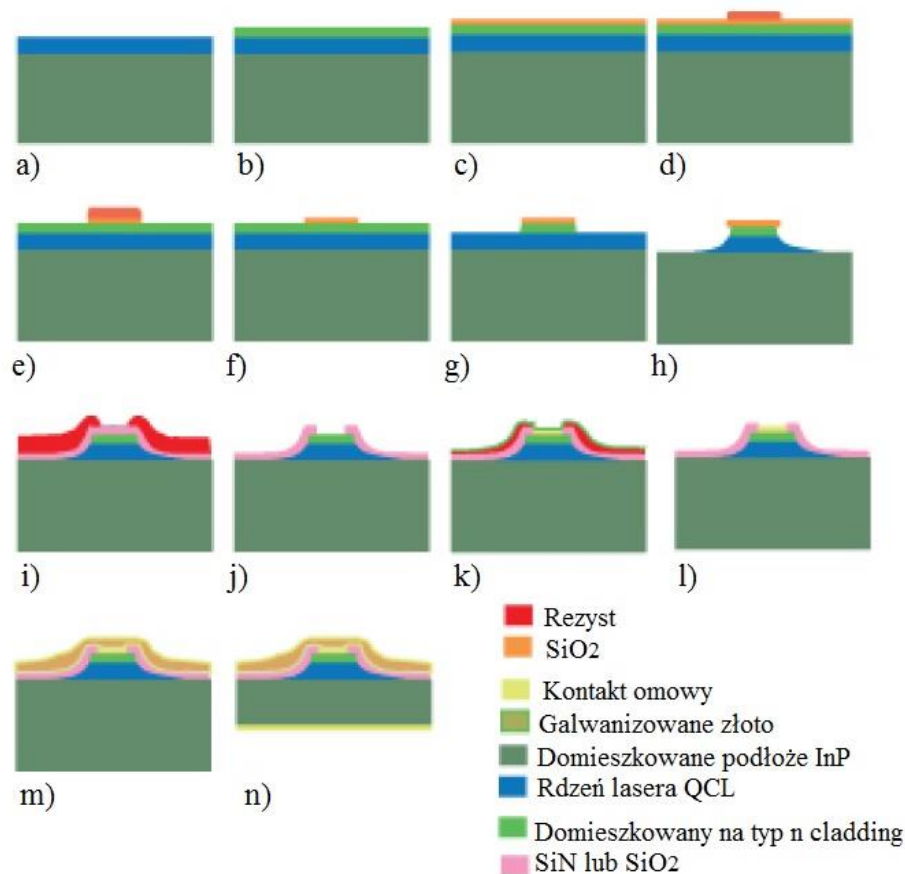
oraz kontroli składu atmosfery gazowej. Wyznaczone krzywe kalibracyjne stosowanego systemu MOVPE przedstawiono i omówiono w rozdziale 6. Ważnym aspektem jest także dobranie odpowiednich ciśnień parcyjnych związków metaloorganicznych, które wpływają na zawartość poszczególnych pierwiastków w osadzanych związkach wieloskładnikowych np. w $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, czy $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$. Znajomość i powtarzalność parametrów technologicznych ma istotne znaczenie w kontrolowaniu frontu krystalizacji (równoległości względem powierzchni podłoża lub warstwy, na której prowadzony jest proces krystalizacji), osadzaniu warstw o zdefiniowanej stechiometryczności i grubości oraz wpływa na uzyskanie gładkich powierzchni międzyfazowych (interfejsów).

W procesie badawczym istotnym elementem opracowania kontrolowanej i powtarzalnej technologii MOVPE jest natychmiastowy dostęp do technik pomiarowych, gwarantujących nanometrową rozdzielczość (jak wysokorozdzielcza dyfrakcja rentgenowska HR-XRD oraz fotoluminescencja PL), doświadczenie w analizie uzyskanych wyników pomiarowych oraz w prowadzeniu badań w laboratorium typu clean-room. Wspomniane wymagania w większości były spełnione podczas realizacji części doświadczalnej niniejszej rozprawy doktorskiej.

W prezentowanej rozprawie doktorskiej autorka pracy wykonywała testowe struktury falowodowe laserów QCL w technologii epitaksji z fazy gazowej z wykorzystaniem związków metaloorganicznych przy obniżonym ciśnieniu (LP-MOVPE), na stanowisku firmy AIXTRON, model 3×2” CCS FT, dostępnym na Politechnice Wrocławskiej w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii.

4.2. Technologia struktury przyrządowej

Technologia struktury przyrządowej lasera QCL, popularnie nazywana „processingiem”, to skomplikowany proces złożony z wielu etapów, który, wymaga zaangażowania znacznej ilości specjalistycznego sprzętu, niezbędnego do realizacji końcowej wersji urządzenia. Etapy wykonania przyrządowej struktury QCL zaprezentowano na rysunku 4.5.



Rys. 4.5. Etapy wytwarzania struktury przyrządowej kwantowego lasera kaskadowego, z wnęką Fabry'ego-Perota: (a)-(b) wzrost obszaru aktywnego i claddingu metodą MBE lub MOVPE, (c)-(h) formowanie i trawienie grzbietu, (i)-(l) osadzanie izolującego tlenku lub azotku i wytrawienie go pod górny kontakt paskowy, (k)-(n) naniesienie metalizacji górnego i dolnego kontaktu [72].

W kwantowych laserach kaskadowych istotnym krokiem technologicznym jest kształtowanie falowodu grzbietowego (tzw. mesy) poprzez wytrawienie całości struktury epitaksjalnej wraz z regionem aktywnym aż do podłoża i wytworzenie kontaktu paskowego, którego szerokość od kilku do kilkudziesięciu mikrometrów zdefiniowana jest przez izolację tlenkową.

Podczas realizacji rozprawy doktorskiej autorka pracy czynnie uczestniczyła w realizacji projektu „SENSE”, poświęconego technologii struktur dla jednomodowych

laserów kaskadowych do zastosowań w układach optycznej detekcji gazów. W ramach projektu struktury przyrządowe QCL były wykonywane zgodnie z przedstawioną kolejnością:

- na podłożach InP domieszkowanych na typ n osadzano metodą LP-MOVPE dolną warstwę ograniczającą (cladding) InP o tym samym typie przewodnictwa;
- krystalizacja obszaru aktywnego (rdzenia lasera) metodą MBE (Rys. 4.5 a);
- osadzanie górnego claddingu i warstwy podkontaktowej z domieszkowanego na typ n fosforu indu metodą LP-MOVPE (Rys. 4.5 b);
- wspomagane plazmą chemiczne osadzanie metodą PECVD (ang. *plasma enhanced chemical vapor deposition*, PECVD) maskującej warstwy SiO₂ przed trawieniem mesy laserowej (Rys. 4.5 c);
- fotolitografia i selektywne trawienie SiO₂, zgodnie z założoną geometrią mes laserowych za pomocą reaktywnego trawienia jonowego RIE (ang. *reactive ion etching*, RIE), przy użyciu związków chemicznych Ar/CHF₃ (Rys. 4.5 d-e);
- mokre trawienia górnego claddingu i warstwy podkontaktowej z InP w roztworze na bazie HCl. Zastosowanie twardej warstwy maskującej i roztworu trawiącego na bazie HCl zapewnia prawie prostopadłe nachylenie ścian bocznych i zmniejszenie podtrawienia maski (Rys. 4.5 g);
- izotropowe trawienie rdzenia lasera przy użyciu roztworu na bazie HBr. Roztwór ten zapewnia prawie jednakową szybkość trawienia wszystkich składników heterostruktury lasera (InP, AlInAs, InGaAs), gładkość trawionych powierzchni, ale większe podtrawienie boczne rzędu $1,2 \times$ głębokość trawienia (Rys. 4.5 h);
- usunięcie warstwy maskującej SiO₂ i naniesienie izolacji dielektrycznej mes laserowych metodą PECVD (Rys. 4.5 i). Wnikanie modu optycznego w warstwę dielektryczną jest jednym z największych źródeł strat optycznych w tej konfiguracji falowodu. W celu minimalizacji tych strat stosuje się najczęściej dwutlenek krzemu lub azotek krzemu, w zależności od spektralnego zakresu pracy lasera.
- fotolitografia i selektywne trawienie RIE zastosowanej warstwy izolacyjnej z miejsc, gdzie w następnym etapie zostanie naniesiona metalizacja górnego kontaktu paskowego (Rys. 4.5 i-j);
- fotolitografia lift-off i naniesienie metalizacji omowej kontaktu paskowego np. na bazie wielowarstwy Ti/Pt/Au, 5 nm/40 nm/100 nm (Rys. 4.5 k-l);
- pogrubianie górnej metalizacji i naniesienie galwanicznego złota na całej powierzchni struktur (Rys. 4.5 m);

- końcowym etapem jest pocienianie podłoży do grubości $\sim 150 \mu\text{m}$ w celu zmniejszenia rezystancji szeregowej i grzania struktur oraz naniesienie dolnego kontaktu omowego na całe podłoże (Rys. 4.5 n).

Technologię struktur przyrządowych, omawianych przez Autorkę pracy doktorskiej laserów QCL, przeprowadzono w zespole dr hab. Kamila Pierścińskiego z Sieć Badawcza Łukasiewicz – Instytut Mikroelektroniki i Fotoniki w Warszawie, z którym Autorka współpracowała w okresie realizacji swojej pracy.

5. Stosowane metody pomiarowe

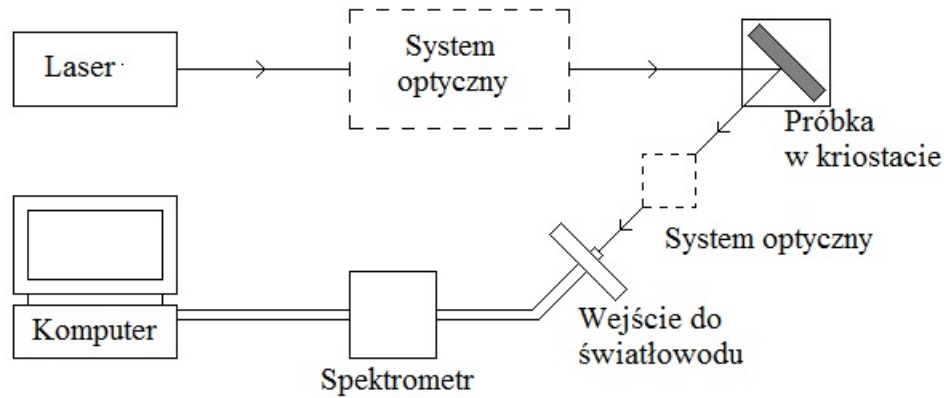
Struktury epitaksjalne, które w swojej konstrukcji posiadają warstwy o grubości na poziomie ułamków nanometrów wymagają wysublimowanych metod pomiarowych optycznych i strukturalnych. Zapewnienie nanometrowej, a nawet atomowej rozdzielczości jest kluczowe w optymalizacji technologii i prawidłowym doborze parametrów procesów technologicznych. W wypadku kwantowych laserów kaskadowych, po procesie epitaksji, niezwykle istotne jest sprawdzenie grubości i składu poszczególnych warstw oraz jakości interfejsów, aby w razie jakichkolwiek odstępstw od założeń projektowych szybko zweryfikować proces technologiczny i uwzględnić ewentualne poprawki. Kolejnym ważnym aspektem jest zdefiniowanie poziomu domieszkowania warstw ograniczających, ponieważ jego wartość znacząco wpływa na wartość współczynnika załamania, a tym samym na istotne parametry lasera takie jak współczynnik uwięzienia modu Γ_E , poziom strat falowodowych α , optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , czy też gęstość prądu progowego j_{th} . Opisane skrótowo w tym rozdziale metody pomiarowe są powszechnie wykorzystywane w analizie właściwości epitaksjalnych struktur kwantowych laserów kaskadowych.

5.1. Spektroskopia fotoluminescencyjna

Fotoluminescencja PL (ang. *Photoluminescence*, PL) jest najprostszą i nieniszczącą optyczną metodą pomiarową i można ją określić jako spontaniczną emisję światła z materiału po wzbudzeniu optycznym. Polega na emisji promieniowania elektromagnetycznego przez atomy, cząsteczki lub ciała stałe w wyniku absorpcji przez nie energii świetlnej z obszaru widzialnego, ultrafioletu lub podczerwieni. Na podstawie zarejestrowanego spektrum emitowanego promieniowania można wyznaczyć przerwę energetyczną półprzewodnika, określić jakość interfejsów w heterostrukturze, czy zbadać jakość strukturalną danej warstwy obserwując i analizując pojawiające się w spektrum przejścia optyczne. Jednak analiza tak skomplikowanych struktur jak kwantowe lasery kaskadowe wymaga doświadczenia pomiarowego, odpowiedniego oprogramowania i bazy materiałowej do przeprowadzenia szczegółowej analizy zmierzonych widm.

Skuteczność sygnału fotoluminescencyjnego zależy od charakteru wzbudzenia optycznego, oraz właściwości badanego materiału tj. od ilości centrów rekombinacji

promienistej i niepromienistej oraz obecności defektów. Na rysunku 5.1 zaprezentowano standardowy schemat układu do pomiaru widm fotoluminescencji.



Rys. 5.1. Schemat układu do pomiaru widm fotoluminescencji.

Próbka oświetlana jest wiązką laserową dostrojoną do długości fali bliskiej energii pasma wzbronionego badanego materiału. Promieniowanie laserowe formowane jest przez system optyczny złożony najczęściej z kilku soczewek skupiających i kolimujących wiązkę i trafia na próbkę. W wypadku pomiarów w niskiej temperaturze tj. azotowej lub helowej, próbka znajduje się w kriostacie, w celu precyzyjnej kontroli i stabilizacji temperatury. Wiązka lasera skupiana jest na próbce, której struktura jest pobudzana przez strumień padających fotonów. Wzbudzenie pasmo-pasmo zachodzi kiedy energia fotonów jest większa niż przerwa energetyczna badanego materiału. W rezultacie wygenerowane nośniki uzyskują nadmiar energii kosztem fotonów i zajmują wyższe stany energetyczne w pasmie przewodnictwa i walencyjnym lub określone stany ekscytonowe. Procesy absorpcji i emisji promienistej nośników są rozdzielone przez procesy przekazywania energii w kryształach, znane jako przejścia niepromieniste elektronów i dziur. Te procesy, zwane termalizacją nośników ładunku, polegają na rekombinacji niepromienistej elektronów i dziur odpowiednio do dna pasma przewodnictwa i walencyjnego. Dzięki temu możliwe jest obserwowanie promieniowania, którego długość fali zależy od składu i rodzaju (np. materiał objętościowy, studnia kwantowa, supersieć) struktury. W trakcie pomiarów próbkę ustawia się w taki sposób, aby odbita wiązka laserowa i emisja PL rozchodziły się w różnych kierunkach. Emitowane promieniowanie wprowadzane jest do światłowodu przez kolejny układ optyczny złożony z soczewek, a następnie do spektrometru. Przed wejściem światłowodu można umieścić filtr, aby usunąć promieniowanie pochodzące od lasera. Wewnątrz spektrometru wiązka promieniowania ulega ugięciu na siatce dyfrakcyjnej w kierunku układu fotodetektorów, mierzących intensywność każdej składowej długości fali. Uzyskane informacje w formie cyfrowej są przetwarzane przez komputer i wyświetlane w postaci widma PL. Widmo to przedstawia względny rozkład natężenia promieniowania o różnych długościach fal, docierającego do detektora [138].

Technika fotoluminescencji ma duże znaczenie praktyczne również w pomiarach znacznie bardziej skomplikowanych struktur niż pojedyncze warstwy wieloskładnikowe. Sam pomiar nie ulega zmianie i wciąż najdłuższym jego etapem jest chłodzenie próbki, natomiast analiza wyników pomiarowych jest znacznie trudniejsza. Podczas badania heterostruktur niskowymiarowych, takich jak studnie kwantowe czy supersieci, istotna jest nie tylko znajomość bazy materiałowej, ale także konfiguracja i grubość poszczególnych warstw. Tak subtelne struktury na ogół mierzy się w niskiej temperaturze, starając się wyeliminować z rejestrowanego widma dodatkowe przejścia optyczne nie związane z procesami emisji zachodzącymi w studniach czy supersieciach.

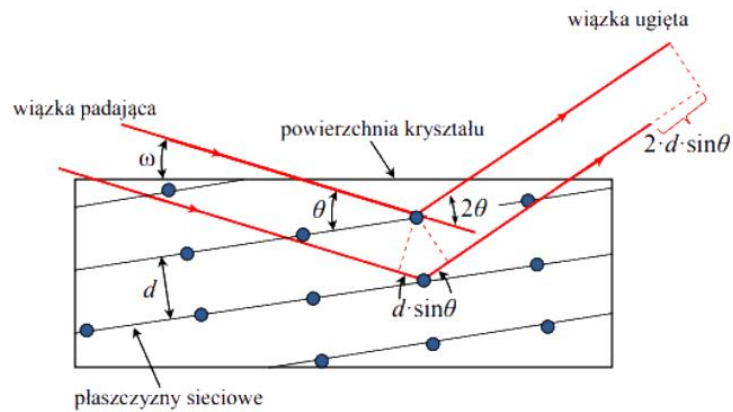
Wszystkie widma fotoluminescencji zawarte w eksperymentalnej części pracy doktorskiej były mierzone i analizowane przez Autorkę w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii na Politechnice Wrocławskiej.

5.2. Dyfrakcja rentgenowska wysokiej rozdzielczości

Dyfrakcja rentgenowska jest nieinwazyjną technikę pomiarową, umożliwiającą analizę struktury krystalograficznej trójwymiarowych kryształów, warstw epitaksjalnych oraz struktur wielowarstwowych materiałów półprzewodnikowych. Technika ta znajduje zastosowanie w badaniu i analizie struktury krystalograficznej, dostarczając informacji na temat wartości parametrów sieci krystalicznej, składu warstw, naprężeń występujących w badanych warstwach, defektów oraz dezorientacji płaszczyzn sieciowych. Ze względu na charakterystyczne odległości międzyatomowe w strukturze krystalicznej ciał stałych, promieniowanie rentgenowskie stosowane do analizy materiałów półprzewodnikowych charakteryzuje się zazwyczaj długością fal w zakresie ok. 0,5–2,5 Å [139]. Aby wystąpiło zjawisko dyfrakcji i konstruktywna interferencja padającego na analizowany kryształ monochromatycznego promieniowania, konieczne jest spełnienie prawa Braggów [140]:

$$n \cdot \lambda = 2 \cdot d \cdot \sin\theta \quad (12).$$

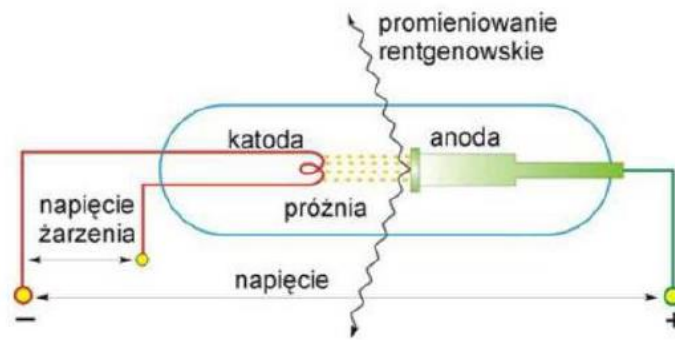
Prawo Braggów definiuje warunki, przy których następuje konstruktywna interferencja dla danej długości fali λ (lub jej wielokrotności n), padającej pod kątem θ na płaszczyzny sieciowe kryształu, o odległościach międzypłaszczyznowych d , zgodnie ze wzorem (12). Na rysunku 5.2. przedstawiono graficzną ilustrację prawa Braggów [139-151].



Rys. 5.2. Graficzne przedstawienie prawa Braggów w kryształ [139-151].

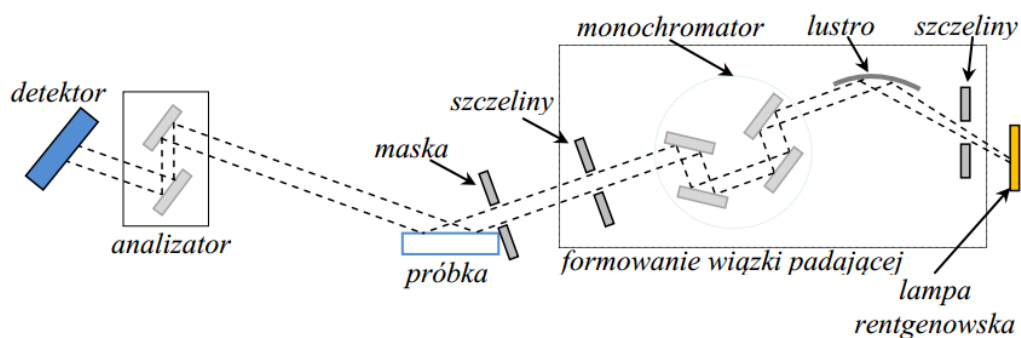
Przykładowo, fosforek indu InP, główny materiał analizowany w przedstawianej rozprawie doktorskiej, posiada komórkę elementarną o parametrze sieciowym równym $5,8687 \text{ \AA}$. W związku z tym, zjawisko dyfrakcji promieniowania na tym kryształ wymaga stosowania długości fal o wartościach mniejszych niż ułamek nanometra, w zakresie promieniowania rentgenowskiego od 10 pm do 10 nm , a jego energia $h\nu$ spełnia warunek ograniczenia energetycznego stosowanej wiązki: $0,1 \text{ keV} \leq h\nu \leq 100 \text{ keV}$ [141]. Promieniowanie rentgenowskie generuje się przez gwałtowne hamowanie elektronów o dostatecznie dużej energii kinetycznej na anodzie (promieniowanie ciągłe) lub przez oddziaływanie przyspieszanych elektronów z elektronami na wewnętrznych powłokach atomów materiału bombardowanej anody (promieniowanie charakterystyczne). Dyfrakcyjne prace badawcze najczęściej polegają na promieniowaniu hamowania, które powstaje w wyniku spowolnienia elektronów w polu elektrycznym jądra atomowego. W bardziej zaawansowanych badaniach materiałowych stosuje się także promieniowanie synchrotronowe, które generuje się przez przyspieszanie na zakrzywionych torach naładowanych cząstek.

Badania rentgenowskie testowych struktur epitaksjalnych wykonanych w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii na Politechnice Wrocławskiej zostały przeprowadzone przy użyciu **dyfraktometru rentgenowskiego MRD** (ang. *Materials Research Diffractometer*, MRD) firmy Philips, dostępnego na **Wydziale Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów w Katedrze Nanoometrii PWr. Wybrane struktury badano również w Sieć Badawcza Łukasiewicz - Polskim Ośrodku Rozwoju Technologii (PORT) we Wrocławiu**. Jako źródło promieniowania stosowano lampę rentgenowską z miedzianą anodą, wykorzystując linię $K_{\alpha 1}$ widma charakterystycznego miedzi o długości fali $\lambda = 1,54056 \text{ \AA}$. Schemat budowy lampy rentgenowskiej zaprezentowano na rysunku 5.3 [141]



Rys. 5.3. Schemat budowy lampy rentgenowskiej [141].

W celu uzyskania wiązki o bardzo dużej monochromatyczności na poziomie $\Delta\lambda/\lambda = 2,3 \times 10^{-5}$, stosowano czteroodbiciowy monochromator Bartelsa z monokrystalicznymi płytkami germanowymi [141]. Pomiary krzywych dyfrakcyjnych prowadzono w trybie pomiaru trójosiowego. W związku z tym przed detektorem promieniowania umieszczono dodatkowy kolimator wiązki. Kolimator ten został wykonany z dwóch kryształów germanowych, wykalibrowanych na refleks 2 2 0. Geometrię pomiarową z opisem poszczególnych elementów układu zaprezentowano na rysunku 5.4 [139].



Rys. 5.4. Geometria pomiarowa wysokorozdzielczej dyfrakcji rentgenowskiej [139].

Wynik pomiaru dyfrakcji promieni rentgenowskich zazwyczaj wykreśla się, jako zależność intensywności sygnału dla różnych kątów dyfrakcji od ich odpowiednich pozycji kąta 2θ . Pozycja 2θ odpowiada pewnej odległości między sieciami krystalicznymi lub atomami w strukturze. Zarejestrowane maksima interferencyjne są związane z ilością cząsteczek w danej fazie lub z odległością pomiędzy nimi. Im większa intensywność danego pików refleksu, tym większa ilość atomów związanych z tą konkretną odległością.

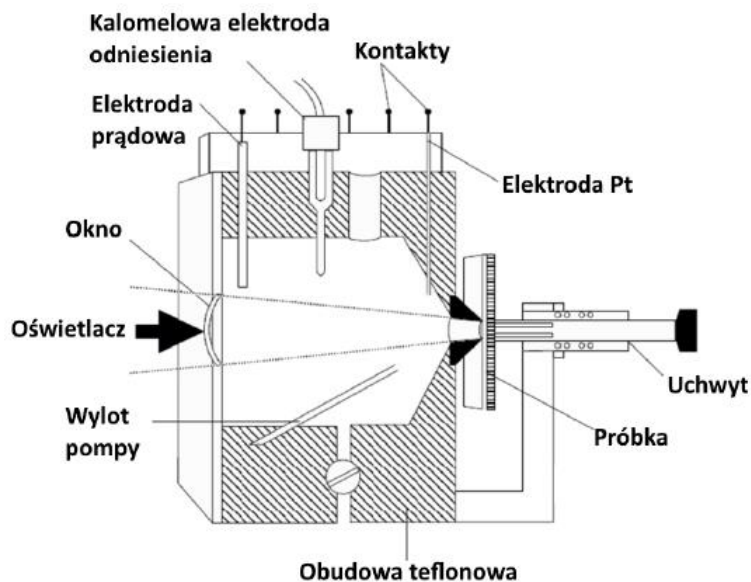
Szerokość pików refleksów jest odwrotnie proporcjonalna do wielkości kryształów. Szerszy pik oznacza, że może występować mniejszy kryształ, defekt w strukturze krystalicznej lub próbka może mieć charakter amorficzny, czyli jest pozbawiona doskonałej sieci krystalicznej. W przypadku mniejszych próbek obrazy dyfrakcyjne określone za pomocą analizy XRD można wykorzystać do wyznaczenia ich składu. Istnieje rozbudowana baza

obrazów dyfrakcyjnych charakterystycznych dla danych pierwiastków, związków i minerałów. Pomiar dyfrakcyjny nieznanego związku można porównać z literaturą i wartościami określonymi eksperymentalnie. Weryfikacja badanego materiału polega na dopasowaniu zarówno położenia, szerokości, jak i względnej wysokości wzorów dyfrakcyjnych, ponieważ każdy materiał ma swoje charakterystyczne refleksy.

5.3. Elektrochemiczne profilowanie pojemnościowo-napięciowe

Jedną z najpopularniejszych metod stosowanych do pomiaru koncentracji swobodnych nośników w materiałach półprzewodnikowych jest elektrochemiczne profilowanie pojemnościowo-napięciowe EC-V (ang. *electrochemical capacitance-voltage*, EC-V) [142]. Technika ta łączy ze sobą klasyczne pomiary C-V złącza Schottky'ego z równoczesnym elektrochemicznym trawieniem badanego materiału, dzięki czemu możliwe jest uzyskanie rozkładu ilości swobodnych nośników w całej grubości struktury, co jest kluczowe ze względu na budowę kwantowego lasera kaskadowego.

Badaną próbkę umieszcza się wewnątrz teflonowej komórki elektrochemicznej, której schemat budowy zaprezentowano na rysunku 5.5 [143].



Rys. 5.5. Schemat budowy komórki teflonowej do pomiaru EC-V [143].

Próbka jest mocowana w komórce za pośrednictwem uszczelki o ściśle określonej średnicy, w celu precyzyjnego zdefiniowania kontaktu Schottky'ego z elektrolitem, w odróżnieniu do klasycznej metody C-V, w której bada się złącze Schottk'ego metal-półprzewodnik. Elektrolit stosowany w metodzie EC-V musi spełniać szereg warunków m.in: tworzyć z

badanym półprzewodnikiem typu n i p złącze Schottky'ego, posiadać małą rezystancję szeregową oraz być przezroczystym dla pobudzenia optycznego, niezbędnego do generacji dziur przy elektrochemicznym trawieniu półprzewodników typu n. Po uformowaniu się złącza Schottky'ego pomiędzy analizowaną warstwą półprzewodnikową a elektrolitem, powstaje przypowierzchniowa warstwa zubożona w nośniki większościowe, której grubość zależy od poziomu domieszkowania próbki. Polaryzacja złącza w kierunku zaporowym powoduje zwiększenie grubości warstwy zubożonej, co skutkuje zmniejszeniem pojemności złącza. Sytuacja jest odwrotna przy polaryzacji układu w kierunku przewodzenia. Wprowadzenie składowej zmiennej do napięcia polaryzacji wywołuje okresowe zmiany pojemności złączowej oraz przepływ ładunku, co jest analogią do zmiany odległości między okładkami kondensatora płaskiego. W wypadku jednorodnego materiału, pojemność złącza Schottky'ego półprzewodnik-elektrolit C zmienia się w zależności od jego napięcia polaryzacji V . Wartość parametru $1/C^2$ jest powiązana z koncentracją swobodnych nośników na granicy obszaru zubożonego złącza przez zależność Motta-Schottky'ego [144]:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{-2}{e\epsilon_0\epsilon_R A^2 N} \cdot (V - V_{fb}) \quad (13),$$

gdzie e – ładunek elementarny, ϵ_0 – przenikalność elektryczna próżni, ϵ_R – względna przenikalność elektryczna półprzewodnika, A – pole kontaktu elektrolit-półprzewodnik, natomiast V_{fb} – potencjał płaskich pasm. Na podstawie przedstawionego wzoru (13) można analitycznie wyznaczyć wartość koncentracji swobodnych nośników N . Potencjał płaskich pasm V_{fb} to napięcie, które musi być przyłożone do złącza elektrolit-półprzewodnik, w celu skompensowania krzywizny krawędzi pasm energetycznych i tym samym doprowadzenia do zaniku obszaru zubożonego. W wypadku materiałów jednorodnych, wartość potencjału V_{fb} zależy od rodzaju półprzewodnika oraz od zastosowanego elektrolitu, a szczególnie jego odczynu pH [145]. Głębokość obszaru zubożonego x_z jest powiązana z pojemnością kondensatora płaskiego C następującą zależnością [143]:

$$x_z = \frac{\epsilon_0\epsilon_R A}{C} \quad (14).$$

Wyznaczona ze wzoru (13) koncentracja swobodnych nośników N jest mierzona w odległości x_z od powierzchni półprzewodnika - na granicy obszaru zubożonego, co umożliwia pomiar rozkładu koncentracji nośników w funkcji głębokości wnikania ładunku przestrzennego, w zależności od wartości napięcia polaryzacji. Opisana metoda EC-V jest metodą niszczącą, ale w odróżnieniu od klasycznej metody C-V umożliwia wyznaczenie profilu domieszkowania

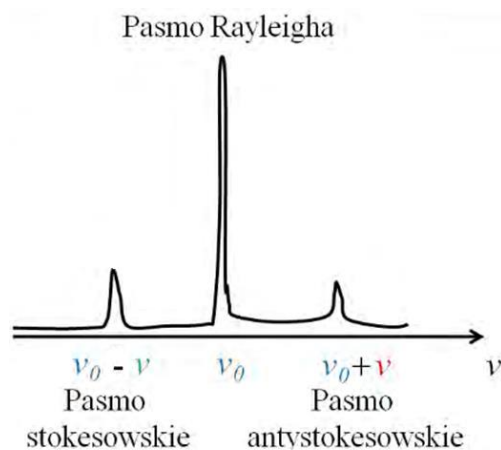
w całej strukturze, niezależnie od jej grubości. Dzięki temu możliwa była weryfikacja założeń projektowych analizowanych w pracy struktur falowodowych, związanych z rozkładem domieszkowania w poszczególnych warstwach oraz ocena ich grubości.

Badania koncentracji swobodnych nośników w badanych strukturach epitaksjalnych prowadzone były w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii na Politechnice Wrocławskiej na urządzeniu Wafer Profiler CVP21.

5.4. Spektroskopia Ramana

Spektroskopia Ramana to technika badawcza, która koncentruje się na przejściach między różnymi poziomami rotacyjnymi i oscylacyjnymi cząsteczek, zachodzącymi podczas nieelastycznego rozpraszania światła. Efekt ten został eksperymentalnie potwierdzony przez hinduskiego fizyka C.V. Ramana w 1928 roku, na podstawie doświadczenia związanego z badaniami benzenu. Jego odkrycie zostało uhonorowane Nagrodą Nobla w dziedzinie fizyki w 1930 roku [146].

Widma ramanowskie są źródłem unikalnej informacji o strukturze molekularnej badanych materiałów. Metoda ta znajduje zastosowanie w rozpoznawaniu nieznanymi substancji i ich ilości, śledzenia przemian w reakcjach chemicznych oraz identyfikacji konkretnych grup atomów czy wiązań w cząsteczkach. Podstawą tej metody pomiarowej jest wzbudzenie rotacji lub oscylacji molekuly przez oświetlenie próbki promieniowaniem monochromatycznym o określonej częstotliwości ν_0 z zakresu ultrafioletowego, widzialnego lub bliskiej podczerwieni. W efekcie oddziaływania między molekułą a padającą falą elektromagnetyczną obserwuje się zarówno światło rozproszone o tej samej energii – tzw. rozproszenie Rayleigha, jak i składowe dyskretne o innej energii niż promieniowanie pobudzające – tzw. rozproszenie Ramana [147]. Otrzymane widmo reprezentuje zależność natężenia promieniowania rozproszonego od częstości promieniowania próbkującego.



Rys. 5.6. Składowe promieniowania rozproszonego w widmie Ramana [148].

Zawarty w widmie Ramana sygnał można podzielić na trzy składowe (rysunek 5.6):

- **składowa Rayleigha**, związana z rozpraszaniem elastycznym fotonów padającego promieniowania o częstości ν_0 , która nie pokrywa się z poziomami energetycznymi badanej cząsteczki. Promieniowanie rozproszone ma taką samą częstość jak promieniowanie padające na próbkę, której cząsteczki nie zyskują, ani nie tracą energii;
- **składowa stokesowska** wynika z oddziaływania cząsteczki z padającym promieniowaniem, co powoduje wzbudzenie cząsteczki i przeniesienie jej na wyższy poziom oscylacyjny. Rozproszone fotony mają energię mniejszą o różnicę energii poziomów oscylacyjnych $h\nu$. Rejestrowana częstość jest mniejsza niż częstość promieniowania padającego: $\nu_0 - \nu$;
- **składowa antystokesowska** powstaje gdy skutkiem oddziaływania z padającym promieniowaniem następuje przejście molekuly znajdującej się pierwotnie na wzbudzonym poziomie oscylacyjnym do poziomu podstawowego. Energia rozproszonego fotonu jest większa o różnicę energii poziomów oscylacyjnych $h\nu$ i rejestrowana częstość jest większa niż częstość promieniowania padającego: $\nu_0 + \nu$.

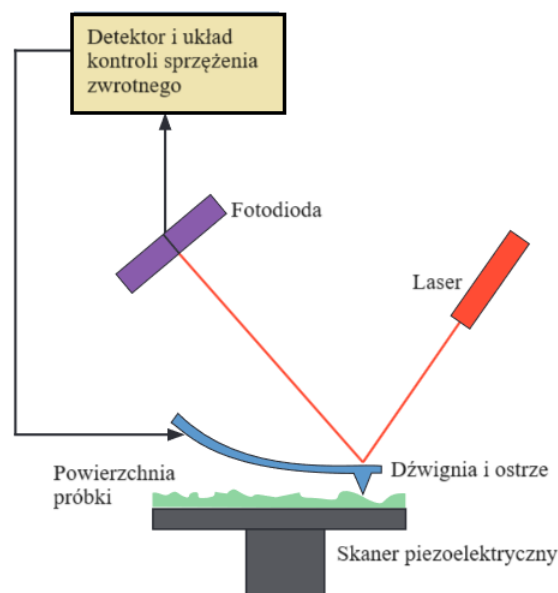
Proces identyfikacji linii fononowych opiera się na dokładnej analizie poszczególnych pasm widma i porównaniu ich z danymi referencyjnymi, pochodzącymi z biblioteki widm ramanowskich badanych związków chemicznych. Technika rozproszenia Ramana umożliwia analizę substancji we wszystkich stanach skupienia, czyli gazach, płynach, roztworach (także wodnych), pastach oraz ciałach stałych, włączając w to mikrokryształiczne proszki czy monokryształy, przy różnych temperaturach oraz ciśnieniach.

5.5. Mikroskopia sił atomowych

Mikroskopia sił atomowych AFM (ang. *Atomic Force Microscopy*, AFM) to zaawansowana technika badawcza, wykorzystywana do analizy struktury oraz fizycznych właściwości powierzchni różnych materiałów, włączając w to tworzywa sztuczne [149-159]. Mikroskop sił atomowych jest rozwinięciem wcześniejszego skaningowego mikroskopu tunelowego STM (ang. *Scanning Tunneling Microscope*, STM). Główną różnicą między AFM a STM jest zakres badanych parametrów fizycznych. Pomiar STM można wykonywać jedynie na próbkach przewodzących, natomiast w wypadku metody AFM, monitoruje się ugięcie dźwigni, na której osadzone jest ostrze pomiarowe. To ugięcie odzwierciedla siłę oddziałującą między ostrzem a atomami na powierzchni badanej próbki i jest miarą odległości między nimi. Dlatego metoda AFM może być stosowana zarówno do badania powierzchni materiałów przewodzących prąd elektryczny, jak i próbek izolacyjnych. Praktyczne zastosowanie metod STM i AFM oraz zrozumienie ich ogromnych możliwości, stanowi trzeci, przełomowy moment w rozwoju mikroskopii jako narzędzia badawczego. Metoda AFM pozwala na tworzenie obrazów i dokładny pomiar badanych powierzchni z bardzo wysoką rozdzielczością wzdłuż wszystkich trzech osi.

Badania przy użyciu mikroskopii sił atomowych mogą być przeprowadzane w różnych środowiskach, takich jak próżnia [160], powietrze [161], atmosfera różnych gazów [162] oraz w cieczach [163]. Wyniki pomiarów są przetwarzane przez komputer na obraz badanej powierzchni, który zawiera ilościowy opis jej elementów geometrycznych. Uzyskuje się obrazy powiększone nawet do 10^8 razy, z teoretyczną rozdzielczością wzdłuż osi X, Y sięgającą 0,1 nm, a wzdłuż osi Z nawet do 0,01 nm. Rzeczywista rozdzielczość zwykle jest mniejsza i zależy głównie od rodzaju badanego materiału, stanu jego powierzchni oraz warunków prowadzenia badań. Istotną zaletą tej metody jest brak konieczności specjalnego przygotowania próbek do badań oraz jej nieniszczący charakter.

Mikroskop AFM działa przez pomiar siły oddziaływania między atomami na końcu mikros sondy a atomami na powierzchni badanej próbki podczas przesuwania sondy skanującej. Schemat tego mikroskopu został zilustrowany na Rysunku 5.7 [164]



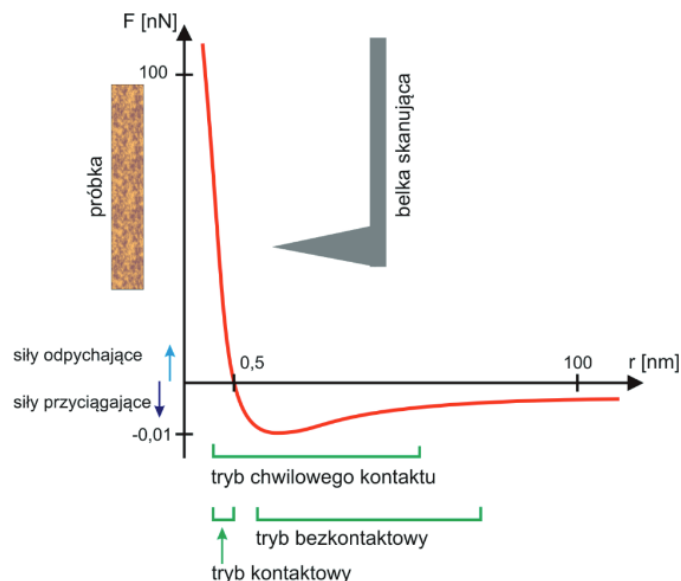
Rys. 5.7. Schemat budowy mikroskopu AFM [164].

Zasada działania mikroskopu sił atomowych opiera się na sondzie, która zawiera ostrze zamocowane na sprężystej belce (dźwigni). Sonda lub próbka, w zależności od konfiguracji układu, znajduje się na skanerze piezoelektrycznym, który zmienia swoją geometrię pod wpływem napięcia, co prowadzi do wydłużenia lub skrócenia w kierunku napięcia. Kiedy mikroskop AFM rozpoczyna pracę i ostrze napotyka zmianę topografii na powierzchni próbki, następuje ugięcie belki proporcjonalne do tej zmiany. Ugięcie to jest rejestrowane przez laser, którego światło jest skierowane na koniec belki, a po odbiciu od niej trafia na czułą fotodiode. Ta stosunkowo prosta metoda detekcji zapewnia bardzo wysoką czułość w rejestracji ugięcia belki na poziomie $0,1 \text{ \AA}$, co umożliwia osiągnięcie niespotykanej dla innych mikroskopów rozdzielczości w osi Z, która jest znacznie mniejsza niż rozmiar atomu. Natomiast rozdzielczość mikroskopu AFM w osiach X, Y jest związana z dokładnością pozycjonowania próbki lub sondy w tych osiach i wynosi około $0,1 \text{ nm}$ dla nowoczesnych skanerów piezoelektrycznych. Warto zauważyć, że na rozdzielczość mikroskopu AFM wpływa nie tylko czułość detekcji ugięcia belki i dokładność pozycjonowania, ale również obszar oddziaływania ostrza z próbka. W idealnym pomiarze, pojedynczy atom ostrza powinien oddziaływać z pojedynczym atomem próbki, co umożliwiłoby osiągnięcie atomowej rozdzielczości. Jednakże, taka rozdzielczość jest możliwa tylko na bardzo równych podłożach o niskiej minimalnej szorstkości. W praktyce większość próbek może być badana z molekularną zdolnością rozdzielczą.

Z uwagi na sposób, w jaki ostrze oddziałuje z powierzchnią próbki, wyróżnia się trzy tryby pomiarowe [165]:

- tryb kontaktowy (ang. *contact mode*) – ostrze pomiarowe stale styka się z powierzchnią i jest przesuwane po próbce, dlatego musi być elastyczne, aby uniknąć złamania. Siły działające na dźwignię zazwyczaj są siłami odpychającymi. Ten tryb jest zazwyczaj używany do pomiarów twardych powierzchni;
- bezkontaktowy (ang. *non-contact mode*) – ostrze sondy oscyluje nad powierzchnią próbki i nigdy jej nie dotyka. Wykorzystywane są siły o dużym zasięgu, takie jak siły magnetyczne, elektrostatyczne lub przyciągające siły van der Waalsa. Pomiar dokonywany jest przez obserwację zmian w częstotliwości drgań rezonansowych;
- tryb przerywanego/chwilowego kontaktu (ang. *tapping mode*) – znany jako dynamiczny tryb kontaktu, polega na szybkim oscylowaniu dźwigni w górę i w dół, blisko częstotliwości rezonansowej. Dzięki temu można badać delikatniejsze próbki i płyny. Końcówka sondy pozostaje w zasięgu sił bliskiego zasięgu, ale nie istnieje ryzyko, że będzie się przyklejać do próbki.

Zakresy pracy poszczególnych trybów pomiarowych przedstawiono na rysunku 5.8 [166].



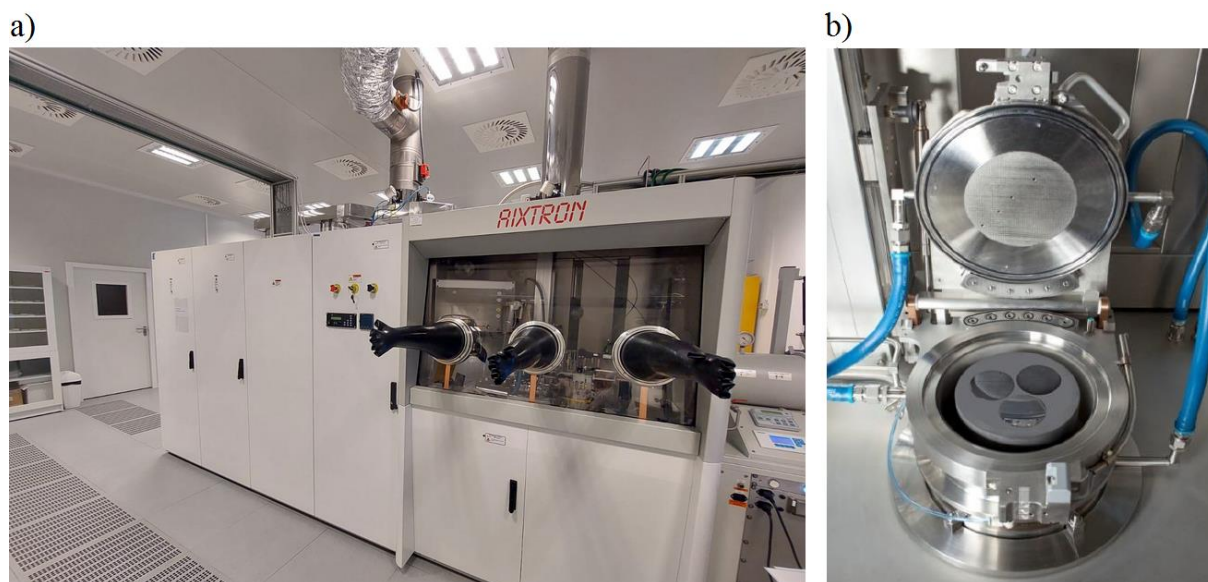
Rys. 5.8. Zakresy odległości ostrze-próbka oraz sił działających między nimi dla poszczególnych trybów pomiarowych [166]

Wybór trybu pomiarowego w procesie obrazowania topografii jest determinowany przez specyfikę danej metody i charakter badanego materiału.

Badania przy użyciu mikroskopii AFM zaprezentowane i omówione w pracy doktorskiej zostały przeprowadzone w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii na Politechnice Wrocławskiej.

6. Realizacja technologiczna modelowanych struktur falowodowych

W celu technologicznej weryfikacji wyników modelowania różnych konstrukcji falowodowych lasera QCL, wykonano serię struktur testowych przy użyciu techniki LP-MOVPE. Procesy epitaksjalne prowadzono na stanowisku firmy AIXTRON - model 3×2” CCS FT (Rys. 6.1a), dostępnym w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii na Wydziale Elektroniki, Fotoniki i Mikrosystemów PWr. Reaktor epitaksjalny wyposażony w obrotową podstawę grafitową umożliwia prowadzenie wzrostu równocześnie na trzech dwucalowych podłożach (Rys.6.1b). Stosowany system wyposażony jest dodatkowo w narzędzie epiTT firmy LayTec do monitorowania temperatury oraz pomiaru reflektancji in-situ, co umożliwia określenie szybkości wzrostu poszczególnych warstw w trakcie trwania procesu, a tym samym bieżącą weryfikację ich grubości.



Rys. 6.1. Zdjęcia a) stosowanego systemu epitaksjalnego firmy AIXTRON oraz b) wnętrza reaktora CCS 3×2”.

Materiałami źródłowymi pierwiastków grupy III i V były odpowiednio związki metaloorganiczne - trimetylogal TMGa, trimetyloind TMIIn, trimetyloglin TMAI oraz źródła wodorkowe - fosforowodór PH_3 oraz arsenowodór AsH_3 . Jako źródło domieszki typu n stosowano disilan Si_2H_6 (mieszanina 100 ppm w H_2), a wszystkie procesy prowadzono przy ciśnieniu obniżonym do 100 mbar.

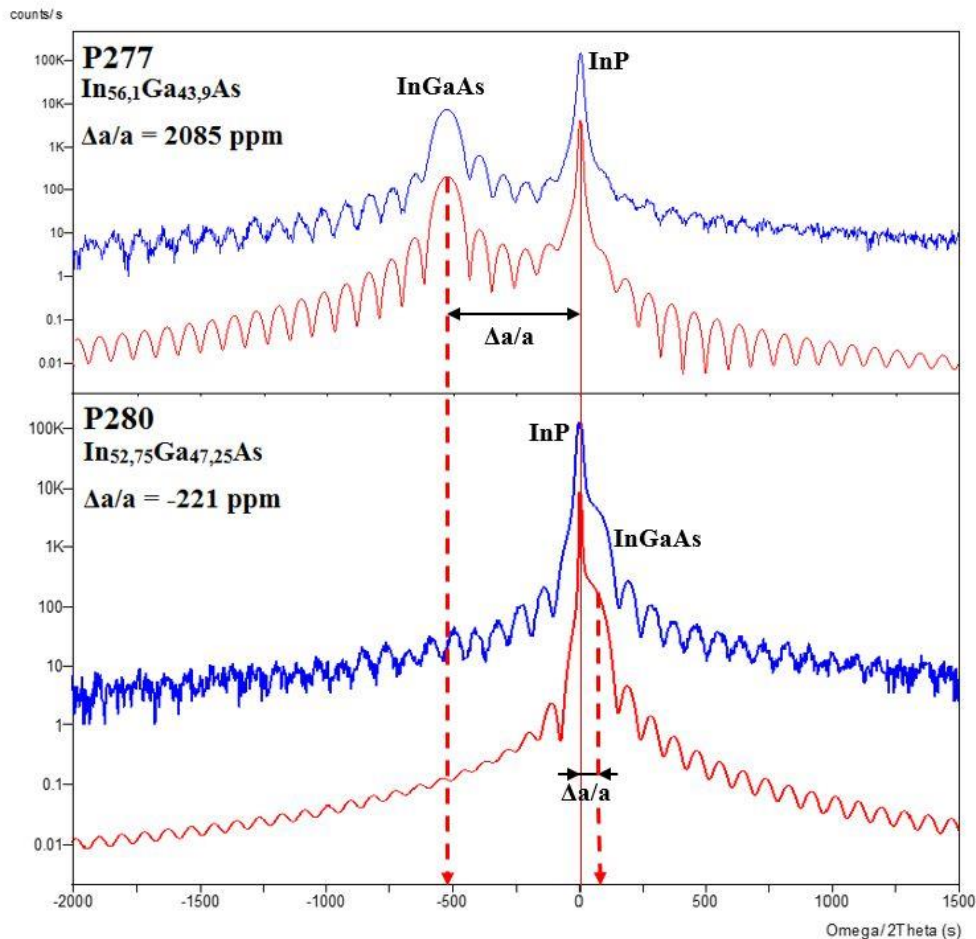
6.1. Technologia testowej heterostruktury rdzenia lasera o emisji 9 μm

Technologia kwantowego lasera kaskadowego opiera się przede wszystkim na wytworzeniu rdzenia lasera, czyli obszaru aktywnego decydującego o emisji odpowiedniej długości fali. Zastosowanie układu materiałowego InGaAs/AlInAs/InP umożliwia wykonanie epitaksjalnej struktury lasera QCL, dopasowanej sieciowo do podłoża InP. Pozwala to uniknąć generacji defektów niedopasowania oraz uzyskać emisję promieniowania o długości fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, stosowanej w czujnikach śladowej ilości gazów takich jak np. benzen [167-169] czy aceton [170,171].

Dopasowany sieciowo do InP rdzeń lasera kaskadowego składa się z układu studni kwantowych i supersieci na bazie związków potrójnych $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ (studnie) oraz $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ (bariery). Dodatkowo $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ pełni rolę warstw separujących w konstrukcji lasera QCL. W celu opracowania technologii wzrostu wspomnianych związków, o ściśle określonym składzie i grubości, konieczne jest wykonanie szeregu struktur testowych umożliwiających wyznaczenie krzywych kalibracyjnych stanowiska i określenie optymalnych parametrów procesu takich jak np.: temperatura wzrostu T_g , czy szybkości przepływu gazu nośnego (wodoru) przez saturatory ze związkami źródłowymi III grupy $V_{\text{H}_2/\text{TM}}(\text{Ga}, \text{Al}, \text{In})$.

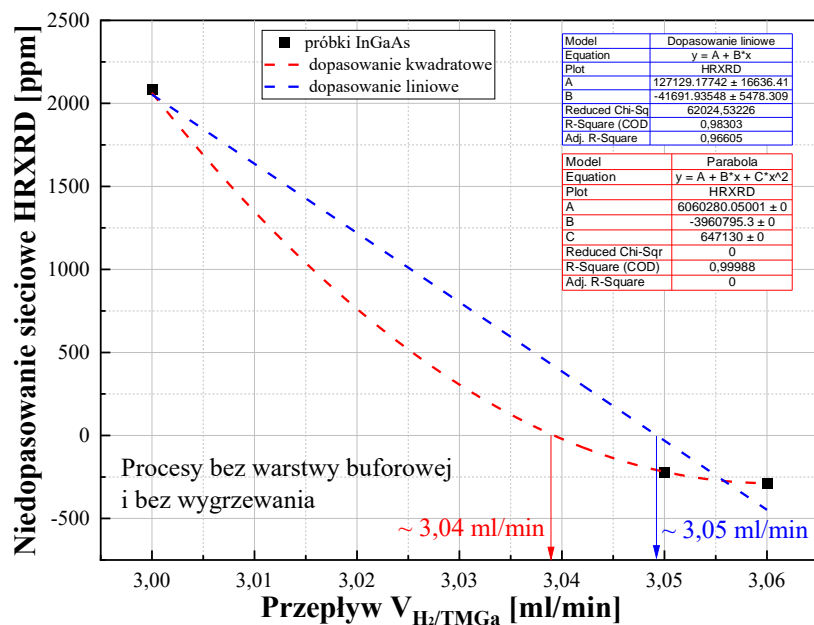
6.1.1. Technologia warstw InGaAs oraz AlInAs dopasowanych sieciowo do InP

Opracowanie technologii wzrostu warstw związków $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ oraz $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ jest kluczowe ze względu na charakter budowy lasera QCL i jak wspomniano wcześniej wymaga wyznaczenia krzywych kalibracyjnych stosowanego stanowiska LP-MOVPE. W tym celu wykonano serię struktur testowych z warstwami InGaAs osadzonymi przy różnych przepływach wodoru przez saturator TMGa - $V_{\text{H}_2/\text{TMGa}} = 3,0 \div 3,06 \text{ ml/min}$, przy zachowaniu stałej ilości TMIn w strefie osadzania ($V_{\text{H}_2/\text{TMIn}} = \text{const} = 34,828 \text{ ml/min}$). Zmiany przepływu wodoru przez saturator z TMGa, sterowane przez kontrolery i regulatory przepływu masy MFC (ang. *mass flow controler*, MFC), skutkują zmianą zawartości indu w osadzanych warstwach InGaAs. Dyfraktogramy dwóch przykładowych próbek o różnej zawartości indu w $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ zaprezentowano na rysunku 6.2.



Rys. 6.2. Krzywe dyfrakcyjne zmierzone w modzie Omega/2Theta dla dwóch próbek P277 oraz P280 o różnej zawartości indu w warstwie InGaAs (niebieska krzywa - pomiar, czerwona krzywa – wynik symulacji) [prace własne].

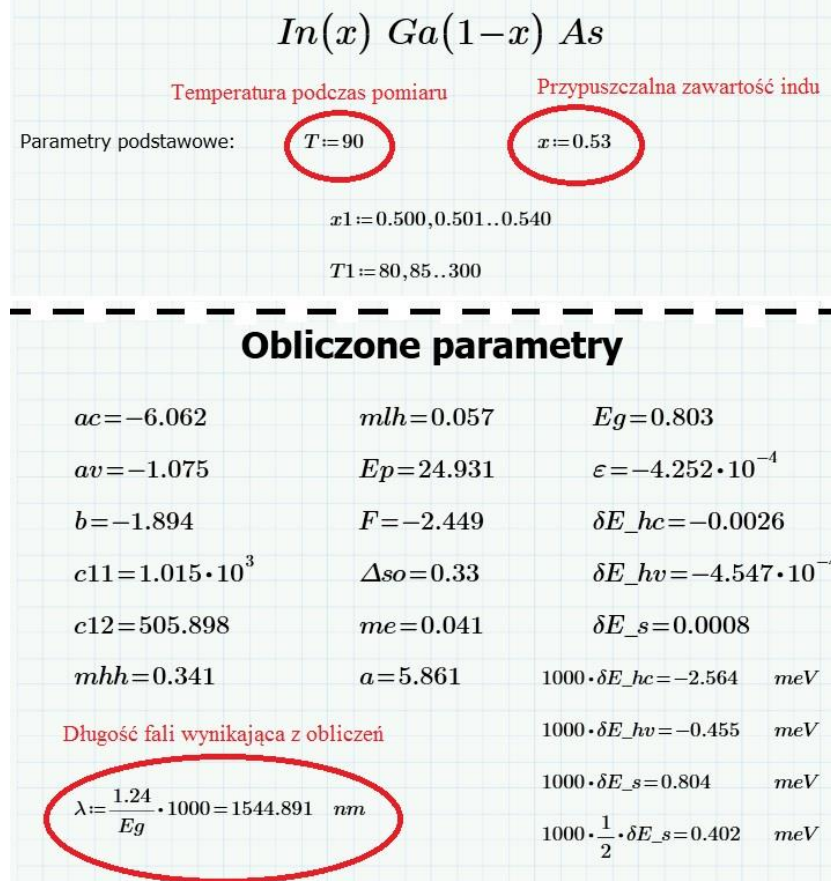
Analiza wyników pomiarów dyfrakcyjnych (Rys. 6.2) wykazała, że niewielka zmiana wartości przepływu $V_{H_2/TMGa}$ z 3,0 ml/min dla próbki P277 do 3,06 ml/min dla próbki P280 powoduje zarówno zmianę wartości niedopasowania warstw InGaAs względem InP w bardzo szerokim zakresie jak również zmianę charakteru niedopasowania – z rozciągającego na ścisnąjący. Czerwoną przerywaną linią zostały zaznaczone piki związane z epitaksjalną warstwą InGaAs, natomiast cienką czerwoną linią refleks podłożowy od InP. Przesunięcie kątowe pomiędzy tymi liniami jest proporcjonalne do niedopasowania sieciowego związku InGaAs w stosunku do InP - $\Delta a/a$, co dodatkowo pokazano na rysunku 6.2. Zatem wytworzenie serii próbek z różnym składem InGaAs pozwala na wyznaczenie zależności niedopasowania sieciowego $\Delta a/a$ od szybkości przepływu $V_{H_2/TMGa}$, co umożliwia zdefiniowanie optymalnych parametrów wzrostu i wytworzenie warstw InGaAs dopasowanych sieciowo do InP. Otrzymałą krzywą kalibracyjną pokazano na rysunku 6.3.



Rys. 6.3. Krzywa kalibracyjna dla związku InGaAs. [prace własne]

Do wyznaczenia tej krzywej użyto wyników pomiarów HRXRD trzech różnych próbek. W wypadku warstw InGaAs wykonano dwa dopasowania – liniowe (niebieska linia) oraz kwadratowe (czerwona linia), ponieważ aproksymacja liniowa cechowała się mniejszą wartością parametru R^2 – współczynnika determinacji określającego jakość dopasowania, a więc gorszym dopasowaniem. Z wykreślonych zależności wynika, że aby otrzymać warstwę InGaAs w pełni dopasowaną do InP, wartość przepływu $V_{H_2/TMGa}$ powinna wynosić ok. 3,04 ml/min lub ok. 3,05 ml/min, odpowiednio dla dopasowania kwadratowego lub liniowego. Podobną krzywą kalibracyjną wyznaczono także dla drugiego trójskładnikowego związku AlInAs, wchodzącego w skład heterostruktury lasera QCL, co zostanie opisane w dalszej części pracy.

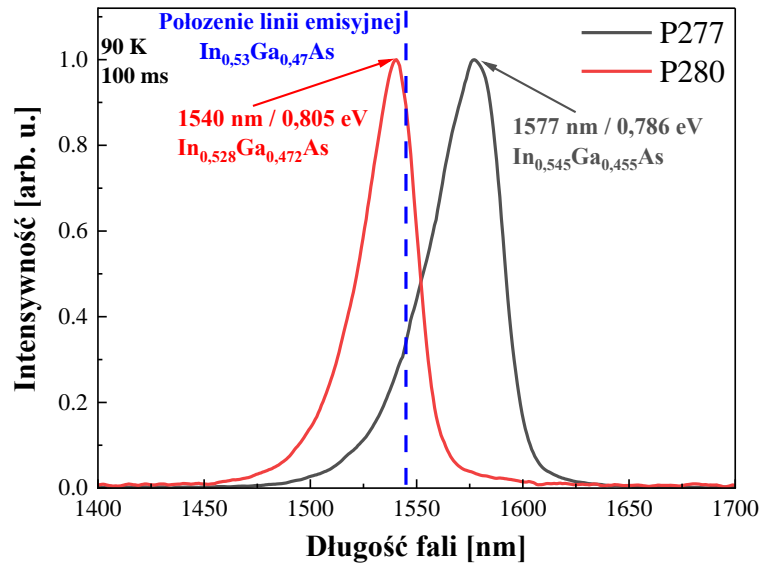
Weryfikacja składu związków trójskładnikowym jest możliwa również na podstawie analizy widm fotoluminescencji. Autorka pracy, w ramach swojej pracy magisterskiej stworzyła arkusz kalkulacyjny, dzięki któremu możliwe jest wyznaczenie składu związków potrójnych na podstawie położenia maksimum w widmie fotoluminescencji [172]. Obliczenia bazują na wyznaczeniu parametrów sieciowych, mas efektywnych elektronów i dziur, przerwy energetycznej, zależnych od temperatury oraz potencjałów deformacji i stałych elastycznych dla trójskładnikowych materiałów, na podstawie dostępnych danych literaturowych [173,174]. Arkusz kalkulacyjny został stworzony w programie **PTC Mathcad Prime 3.0**, a na rysunku 6.4 pokazano jego fragment dotyczący związku InGaAs, w celu zaprezentowania opracowanego oprogramowania.



Rys. 6.4. Fragment arkusza kalkulacyjnego, pokazującego sposób wyznaczania przerwy energetycznej związku $In_xGa_{1-x}As$ dla różnych zawartości indu i temperatur pomiaru widm PL [prace własne]

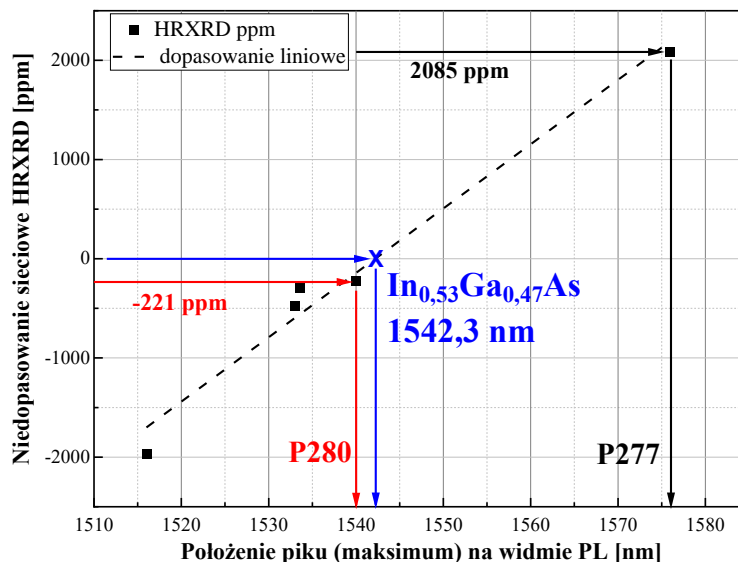
Dostępne autorskie oprogramowanie znacząco usprawnia analizę zmierzonych widm PL np. dla struktur testowych, które różnią się przepływem $V_{H_2/TMGa}$ w procesie epitaksji, a tym samym zawartością indu w związku trójskładnikowym $InGaAs$. Oprogramowanie pozwala na wprowadzenie różnych temperatur pomiaru i zakresu zmian zakładanej zawartości indu, dzięki czemu możliwe jest wykreślenie zależności zmiany przerwy energetycznej w funkcji składu $InGaAs$.

W ramach procesów testowych wykonuje się na ogół trzy lub cztery próbki z warstwami $InGaAs$, osadzonymi przy różnych przepływach $V_{H_2/TMGa}$ w celu znalezienia optymalnej wartości tego parametru, dzięki czemu możliwe jest wytworzenie warstwy o możliwie najmniejszym niedopasowaniu sieciowym do podłoża InP . Widma fotoluminescencji omawianych wcześniej dwóch próbek P277 oraz P288 przedstawiono na rysunku 6.5.



Rys. 6.5. Zmierzone w 90 K widma PL struktur testowych z warstwami InGaAs, osadzonymi przy różnych wartościach przepływu $V_{H_2/TMGa}$ – próbki P277 i P280. [prace własne]

Próbki osadzano przy różnych przepływach $V_{H_2/TMGa}$, w związku z czym różniły się zawartością indu. Oba widma mierzono w tych samych warunkach: temperatura 90K, czas akwizycji 100 ms. Bazując jedynie na obliczeniach w opracowanym arkuszu Mathcad można stwierdzić, że próbka P280 jest bardziej dopasowana do podłoża InP, zakładając, że zawartość indu w InGaAs gwarantująca pełne dopasowanie sieciowe powinna wynosić 53%. Dzięki korelacji pomiarów HRXRD z wynikami PL można wykreślić zależność niedopasowania sieciowego $\Delta a/a$ od położenia maksimum emisyjnego (Rys. 6.6) i precyzyjnie określić, która z dwóch badanych próbek jest bliższa założeniom projektowym, czyli bardziej dopasowana do InP.



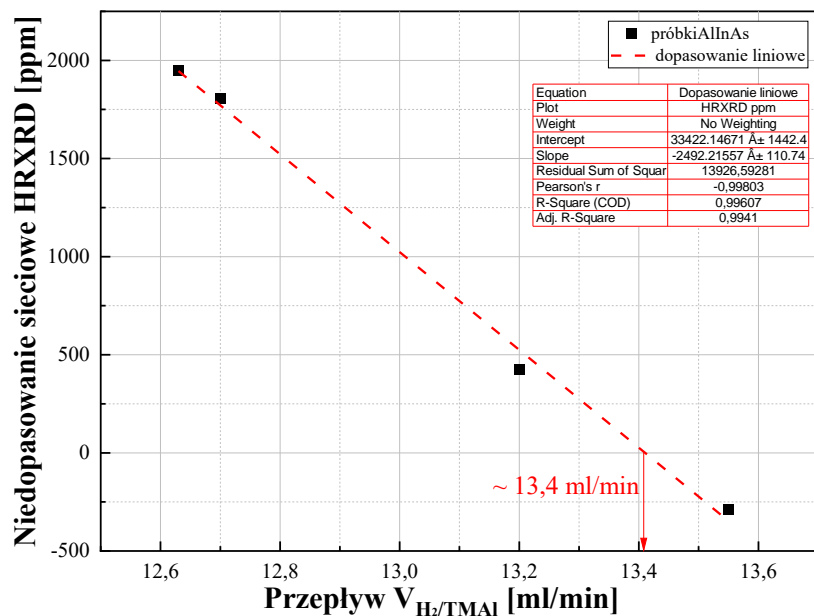
Rys. 6.6. Niedopasowanie sieciowe skorelowane z położeniem maksimum emisyjnego próbek P277 oraz P280. [prace własne]

Z zależności pokazanej na rysunku 6.6 wynika, że mniejszym niedopasowaniem sieciowym na poziomie -221 ppm charakteryzuje się próbka P280. Oznacza to, że zawartość indu w warstwie InGaAs tej próbki jest niewiele mniejsza od projektowanej wartości 53%, a więc stosowany podczas jej osadzania przepływ $V_{H_2/TMGa}$ należy tylko nieznacznie zmniejszyć, aby osiągnąć pełne dopasowanie do InP.

Zastosowanie dwóch różnych technik pomiarowych daje możliwość dokładniejszego wyznaczenia zawartości procentowej indu w trójskładnikowym związku $In_xGa_{1-x}As$. Znajomość położenia maksimum emisyjnego w widmie PL i odpowiadająca jej zawartość indu określona na podstawie zmierzonych krzywych dyfrakcyjnych pozwala na szybką optymalizację technologii i precyzyjną kontrolę procesu wzrostu. Z obliczeń bazujących na opracowanym arkuszu kalkulacyjnym wynika, że zawartości indu 53%, gwarantującej dopasowanie sieciowe $In_xGa_{1-x}As$ do InP, odpowiada maksimum emisyjne w widmie PL (90 K) dla długości promieniowania ok. 1544,9 nm. Natomiast z pomiarów HRXRD (rys. 6.6) można wnioskować, że dopasowanie to powinno odpowiadać linii emisyjnej 1542,3 nm, czyli przesuniętej o ok. 2,6 nm w stronę krótszych fal. Wartość ta, zgodnie z obliczeniami arkusza kalkulacyjnego, odpowiada mniejszej zawartości indu tzn. 52,85%. Rozbieżności te mogą wynikać z powielanych zaokrągleń przy obliczeniach oraz podaniu wartości stałych fizycznych ze zbyt małą ilością cyfr znaczących.

Tak jak w wypadku warstw na bazie związku InGaAs, opracowanie technologii wzrostu warstw barierowych AlInAs o ściśle określonym składzie wymaga wykreślenia krzywych kalibracyjnych stosowanego systemu epitaksjalnego. Warstwy $Al_xIn_{1-x}As$ w konstrukcji kwantowego lasera kaskadowego, zaprojektowanego na emisję fali o długości $\lambda = 9 \mu m$, są sieciowo dopasowane do podłoża z InP, co odpowiada zawartości indu 52%. W ramach prac eksperymentalnych, analogicznie jak dla związków potrójnych InGaAs, osadzono serię próbek z warstwami AlInAs, dla różnych szybkości przepływu wodoru przez saturator z organicznym źródłem glinu - $V_{H_2/TMAl} = 12,63 \div 13,56$ ml/min, przy zachowaniu stałej ilości TMIn w strefie osadzania ($V_{H_2/TMIn} = 34,828$ ml/min). Otrzymane struktury testowe mierzono przy użyciu wysokorozdzielczej dyfrakcji rentgenowskiej oraz spektroskopii fotoluminescencji, a następnie wyniki pomiarów skorelowano z parametrami procesu wzrostu.

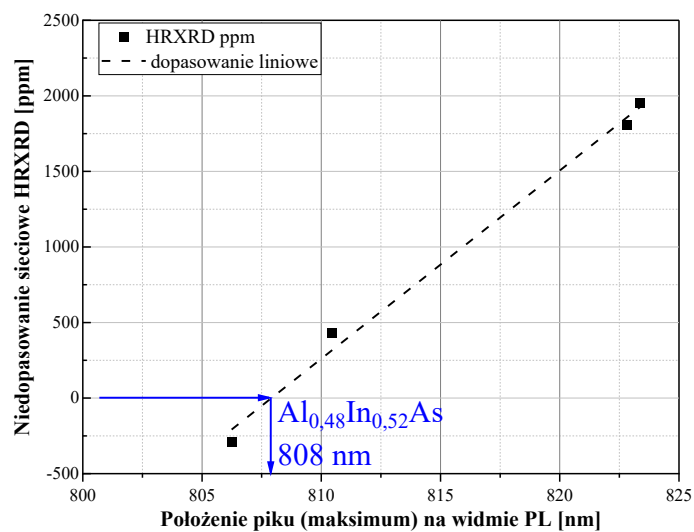
Na podstawie pomiarów krzywych dyfraktometrycznych wykreślono krzywą kalibracyjną dla związku źródłowego glinu $Al_{1-x}In_xAs$, zaprezentowaną na rysunku 6.7.



Rys. 6.7. Krzywa kalibracyjna dla związku AlInAs. [prace własne]

Krzywa ta pokazuje zależność niedopasowania sieciowego, wyznaczonego z pomiarów HRXRD, od szybkości przepływu $V_{H_2/TMAI}$, dla czterech próbek testowych z warstwami $Al_{1-x}In_xAs$ o różnym składzie. Otrzymana zależność ma charakter liniowy i dokładność dopasowania na poziomie $R^2 \approx 0,996$. Na jej podstawie określono w przybliżeniu optymalną wartość przepływu wodoru przez saturator ze źródłem glinu $V_{H_2/TMAI} = 13,4$ ml/min, która gwarantuje dopasowanie sieciowe związku potrójnego AlInAs do podłoża InP.

Podobnie jak w wypadku struktur z warstwami InGaAs, wykreślono również dla próbek z warstwami AlInAs zależność niedopasowania sieciowego wyznaczonego z pomiarów HRXRD od położenia maksimum emisyjnego w widmie PL (90 K), co pokazano na rysunku 6.8.



Rys. 6.8. Zależność niedopasowania sieciowego związku $Al_{1-x}In_xAs$, wyznaczonego za pomocą HRXRD, od położenia maksimum emisyjnego w widmie PL (90 K). [prace własne]

Na podstawie otrzymanej zależności można stwierdzić, że dopasowanie sieciowe warstwy AlInAs do InP odpowiada położeniu maksimum emisyjnego w widmie PL w okolicy 808 nm. Wartość ta wprowadzona do opracowanego arkusza kalkulacyjnego pozwoliła na obliczenie zawartości indu z położenia maksimum widma PL (90 K), która wynosi 51,35%. Wartość ta jest mniejsza od zawartości indu 52% (dopasowanie sieciowe do InP), której odpowiada położenie maksimum widma PL (90 K) w okolicy 817 nm co oznacza, że w stosunku do wartości 51,35% jest ono przesunięte w stronę dłuższych fal o ok. 9 nm. Przyczyny tych rozbieżności wyjaśniono wcześniej przy omawianiu technologii warstw $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$.

Wykreślenie krzywych kalibracyjnych systemu epitaksjalnego i korelacja parametrów wzrostu $V_{H2/TMGa}$ i $V_{H2/TMAI}$ z niedopasowaniem sieciowym warstw InGaAs i AlInAs wyznaczonym z pomiarów HRXRD, a następnie powiązanie uzyskanych wyników z widmami PL znacząco usprawnia optymalizację procesu technologicznego tych związków potrójnych. Dodatkowo, po każdej przerwie technologicznej wymagane jest przeprowadzenie kontrolnych procesów testowych. Zaprezentowane wyniki wykazują, że na podstawie wykreślonych zależności (rysunki 6.3 oraz 6.7) można bardzo szybko zweryfikować skład danej warstwy na podstawie widm PL, bez konieczności zwykle dłuższego oczekiwania na pomiar i symulacje krzywych dyfrakcyjnych. W technologii jest to bardzo istotne, ponieważ pozwala na weryfikację parametrów procesu technologicznego w przeciągu kilku godzin.

6.1.2. Technologia studni kwantowych InGaAs/AlInAs

Wykreślenie krzywych kalibracyjnych stanowiska dla związków InGaAs oraz AlInAs było pierwszym etapem optymalizacji epitaksji struktur lasera QCL. Osadzanie warstw o ściśle określonym składzie i grubości jest krytyczne dla konstrukcji rdzenia kwantowego lasera kaskadowego, ponieważ długość emitowanej fali w laserze zależy w mniejszym stopniu od bazy materiałowej, decydującymi czynnikami są natomiast geometria układu i grubość poszczególnych warstw. Pierwszym etapem podjęcia próby osadzenia rdzenia lasera QCL było opracowanie technologii struktur kwantowych na dostępnym stanowisku LP-MOVPE, co było przedmiotem badań dra Mikołaja Badury [143], członka zespołu badawczego, do którego należy Autorka pracy.

W ramach badań prowadzonych nad strukturami kwantowymi w Laboratorium Epitaksji Struktur Fotonicznych Autorka mierzyła i analizowała widma fotoluminescencji struktur testowych z wielokrotnymi studniami kwantowymi (MQW) na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs. Wykaz badanych próbek przedstawiono w tabeli 4.

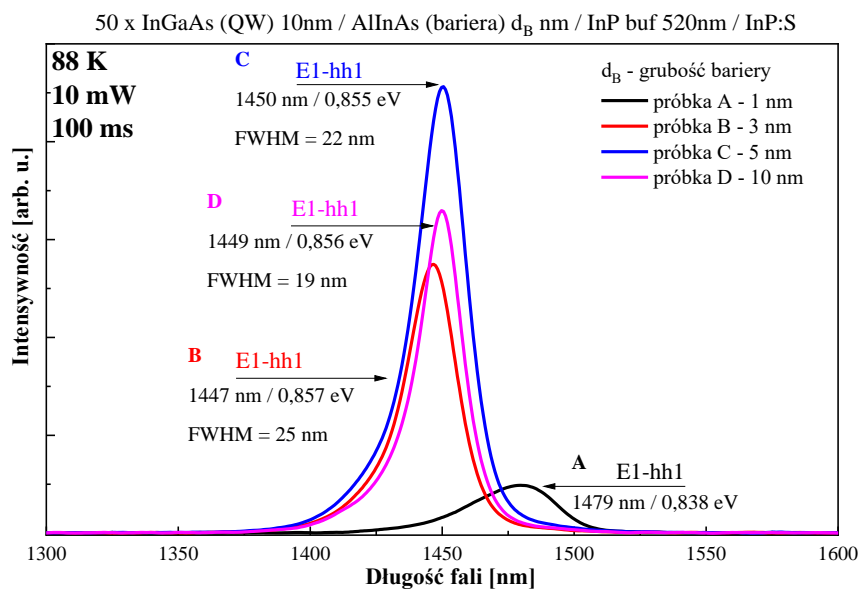
Tabela 4. Wykaz założeń projektowych badanych studni kwantowych na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs: liczba powtórzeń (N), grubość studni kwantowej In_{0,53}Ga_{0,47}As (d_{QW}) i grubość bariery Al_{0,48}In_{0,52}As (d_B).

Nazwa próbki	Liczba powtórzeń	d _{QW} [nm]	d _B [nm]
A	50	10	1
B		10	3
C		10	5
D		10	10
E		5	10
F		2	10

Struktury różniły się zarówno grubością studni kwantowych InGaAs, jak i barier AlInAs, jednak mierzone były w tych samych warunkach. Intensywność sygnału fotoluminescencji została znormalizowana do 1, w celu dokładniejszego porównania widm PL. Analizę przeprowadzono dla dwóch serii próbek testowych:

1. Szerokość studni kwantowej d_{QW} wynosiła 10 nm, natomiast próbki różniły się grubością bariery d_B = 1, 3, 5, 10 nm (oznaczenie A, B, C, D),
2. Szerokość bariery wynosiła d_B = 10 nm, a próbki różniły się od siebie grubością studni kwantowej d_{QW} = 10, 5, 2 (oznaczenie D, E, F).

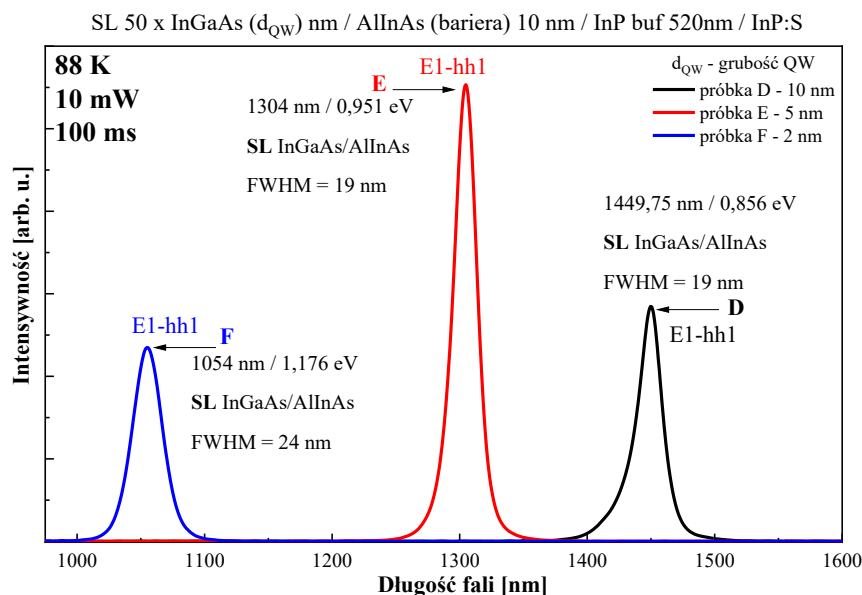
Wyniki pomiarów zaprezentowano na rysunkach 6.9 oraz 6.10.



Rys. 6.9. Zmierzane widma PL struktur testowych z MQW o grubości studni kwantowej 10 nm i różnych szerokościach bariery. [praca własna – 175]

Na podstawie analizy widm fotoluminescencji stwierdzono, że przy zachowaniu stałej grubości studni kwantowej wynoszącej 10 nm (rys. 6.9), grubość bariery ma znaczący wpływ na szerokość połówkową piku (ang. *full width at half maximum*, FWHM). Zaobserwowano, że im mniejsza jest grubość bariery tym większą wartość przyjmuje parametr *FWHM*. Przy odpowiednio grubych (~ 3 nm) barierach d_B różnica w położeniu maksimum emisyjnego jest rzędu 1 meV. Natomiast przy barierach rzędu 1 nm obserwuje się przesunięcie widma PL w stronę dłuższych fal. Jest to związane z charakterystycznym poszerzeniem sygnału pochodzącego od minipasma supersieci, które powstaje, gdy bariera jest na tyle cienka, że następuje przekrywanie funkcji falowych sąsiednich studni kwantowych [175,176].

W kolejnym kroku analizowano wpływ szerokości studni kwantowej $d_{QW} = 2, 5, 10$ nm na widmo PL, przy zachowaniu stałej grubości bariery $\text{AlInAs} - d_B = 10$ nm. Tak jak w poprzednim wypadku próbki były mierzone w tych samych warunkach tj. w 88 K, przy pobudzeniu optycznym o mocy 10 mW i czasie akwizycji 100ms. Zmierzone widma pokazano na rys. 6.10, gdzie wartość intensywności fotoluminescencji została znormalizowana do 1.



Rys. 6.10. Zmierzone widma PL struktur testowych z MQW dla grubości bariery 10 nm i różnej szerokości studni kwantowej. [praca własna – 175]

Zachowując stałą grubość bariery $d_B = 10$ nm można zaobserwować wpływ grubości studni kwantowej na rejestrowane widmo PL. Wraz ze wzrostem szerokości studni kwantowej obserwuje się przesunięcie maksimum linii emisyjnej w stronę dłuższych fal. Jest to zgodne z przewidywaniami teoretycznymi, które wiążą energię przejścia optycznego z szerokością studni kwantowej [177].

Dodatkowo, w celu weryfikacji zgodności eksperymentu z projektowanymi grubościami barier i studni kwantowych, obliczono teoretyczne energie przejść optycznych w omawianych

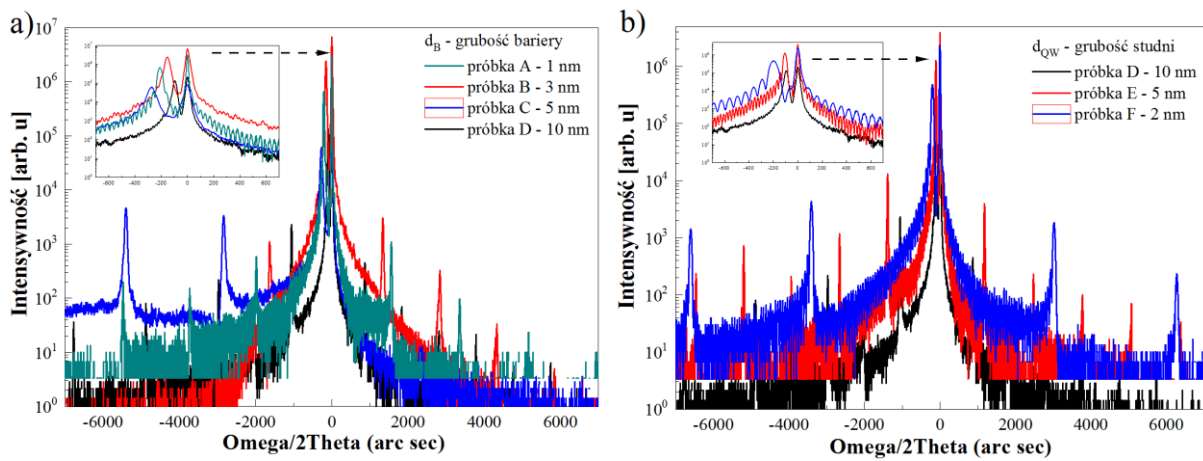
próbkach A – F, korzystając z danych literaturowych [172,173]. Energie przejść optycznych w studniach kwantowych wyznaczono według przybliżenia masy efektywnej, zgodnie z hamiltonianem Pikusa-Bira. Do wyliczenia poziomu energetycznego elektronów i dziur zastosowano jednopasmowy model **kp** [174]. Uzyskane wyniki teoretyczne wraz z danymi, otrzymanymi na podstawie pomiarów widm PL struktur A-F, zamieszczono w tabeli 5.

Tabela 5. Energie przejść optycznych uzyskane na podstawie analizy widm PL próbek testowych A-F i obliczone teoretycznie energie przejść podstawowych, związanych z ciężkimi i lekkimi dziurami: E1-hh1 oraz E1-lh1.

Próbka	d_{QW} [nm]	d_B [nm]	Przejście optyczne w widmie PL [meV]	Obliczone energie przejść podstawowych [meV]	
				E1-hh1	E1-lh1
A	10	1	838	844	858
B	10	3	857	856	880
C	10	5	855	856	879
D	10	10	856	856	879
E	5	10	951	944	993
F	2	10	1176	1173	1243

Na podstawie wyników przedstawionych w tabeli 3 stwierdzono, że wszystkie obserwowane przejścia w próbkach A – F są przejściami ciężkodziurowymi (E1-hh1). Obliczenia są niemal całkowicie zgodne z przejściami zarejestrowanymi w zmierzonych widmach PL, a różnice wynoszą zaledwie kilka meV. Na tym etapie badań można zatem wstępnie stwierdzić, że założenia projektowe zostały spełnione, a technika fotoluminescencji jest także bardzo użyteczna przy charakteryzacji tak złożonych struktur jak wielokrotne studnie kwantowe i supersieci.

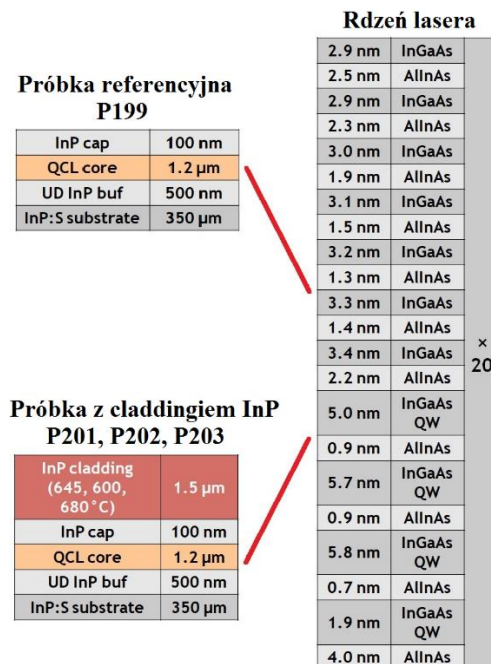
Wykonano także pomiary HR-XRD omawianych struktur testowych A-F, które potwierdzają zgodność otrzymanych parametrów z założeniami projektowymi. Zmierzone krzywe dyfrakcyjne przedstawiono na rysunkach 6.11a oraz 6.11b.



Rys. 6.11. Wyniki pomiarów krzywych dyfrakcyjnych próbek testowych z różną grubością: a) barier AlInAs – struktury A,B,C,D; b) studni InGaAs – struktury D,E,F. [prace własne]

6.1.3. Epitaksja zaprojektowanej heterostruktury InGaAs/AlInAs/InP

Opracowanie technologii studni kwantowych na bazie związków $\text{In}_{0,57}\text{Ga}_{0,43}\text{As}$ oraz $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ umożliwiło przeprowadzenie bardziej zaawansowanych prac badawczych, związanych z epitaksją struktur testowych rdzenia kwantowego lasera kaskadowego, zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$. Pierwszy etap prac polegał na wykonaniu 4 struktur testowych (P199 – referencja, P201, P202 oraz P203), – bez domieszkowania obszaru wstrzykiwania rdzenia, których schemat pokazano na rysunku 6.12.



Rys. 6.12. Schematy badanych struktur testowych QCL. [praca własna – 178]

Struktury różniły się między sobą temperaturą osadzania górnej warstwy InP tzw. claddingu, który docelowo stanowi część górnej warstwy ograniczającej. Rdzeń lasera zaprojektowano na długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, a konfiguracja i grubości warstw w obrębie pojedynczej kaskady została zaprezentowana na rysunku 6.12. Badane próbki testowe zostały wytworzone w następujący sposób:

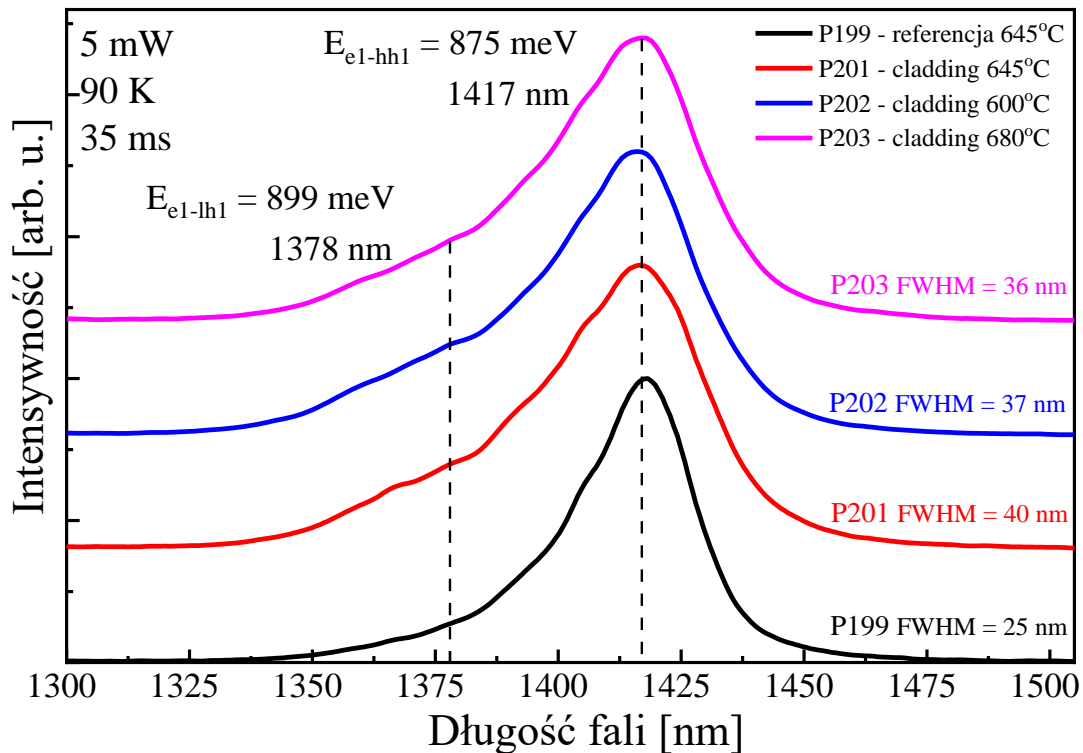
- na podłożu domieszkowanym siarką InP:S osadzono w temperaturze 645°C warstwę buforową z niedomieszkowanego fosforku indu (UD InP buf) o grubości 500 nm,
- na warstwie buforowej został osadzony w temperaturze 645°C niedomieszkowany rdzeń lasera o grubości 1,2 μm , zawierający 20 kaskad (rys. 6.12), na którym osadzono cienką, 100 nm warstwę UD InP „cap”,
- tak wytworzona struktura została wyciągnięta z reaktora epitaksjalnego i podzielona na 4 części, z których jedna została zachowana jako referencja (próbka P199), natomiast na pozostałych kawałkach, w trzech różnych procesach epitaksjalnych osadzono warstwę niedomieszkowanego UD InP o grubości 1,5 μm (tzw. cladding), w trzech różnych temperaturach: 645°C, 600°C oraz 680°C (odpowiednio próbki P201, P202 oraz P203).

6.1.4. Badanie wpływu temperatury osadzania górnego claddingu na parametry wytworzonego rdzenia

Epitaksja warstw górnego claddingu InP w próbkach P201-P203 jest jednocześnie procesem wygrzewania rdzenia lasera, który został osadzony podczas krystalizacji próbki referencyjnej P199. Temperatura wzrostu tak zaawansowanych technologicznie struktur jak lasery QCL jest kluczowa, szczególnie ze względu na budowę rdzenia, składającego się z setek warstw o grubości rzędu kilku nanometrów. Temperatura krystalizacji górnej, grubej warstwy ograniczającej na subtelnej strukturze rdzenia musi być więc precyzyjnie dobrana, żeby nie wprowadzać dodatkowych naprężeń, które mogą skutkować pogorszeniem parametrów przyrządu, a nawet jego degradacją.

6.1.4.1 Wpływ temperatury wygrzewania rdzenia na widma fotoluminescencji

Wpływ procesu wygrzewania rdzenia lasera QCL w różnych temperaturach zbadano m.in. za pomocą pomiarów i porównania widm fotoluminescencji. Wytworzone próbki testowe zmierzono w 90 K, przy różnych mocach pobudzenia z zakresu 1 ÷ 5 mW, czas akwizycji 35 ms.

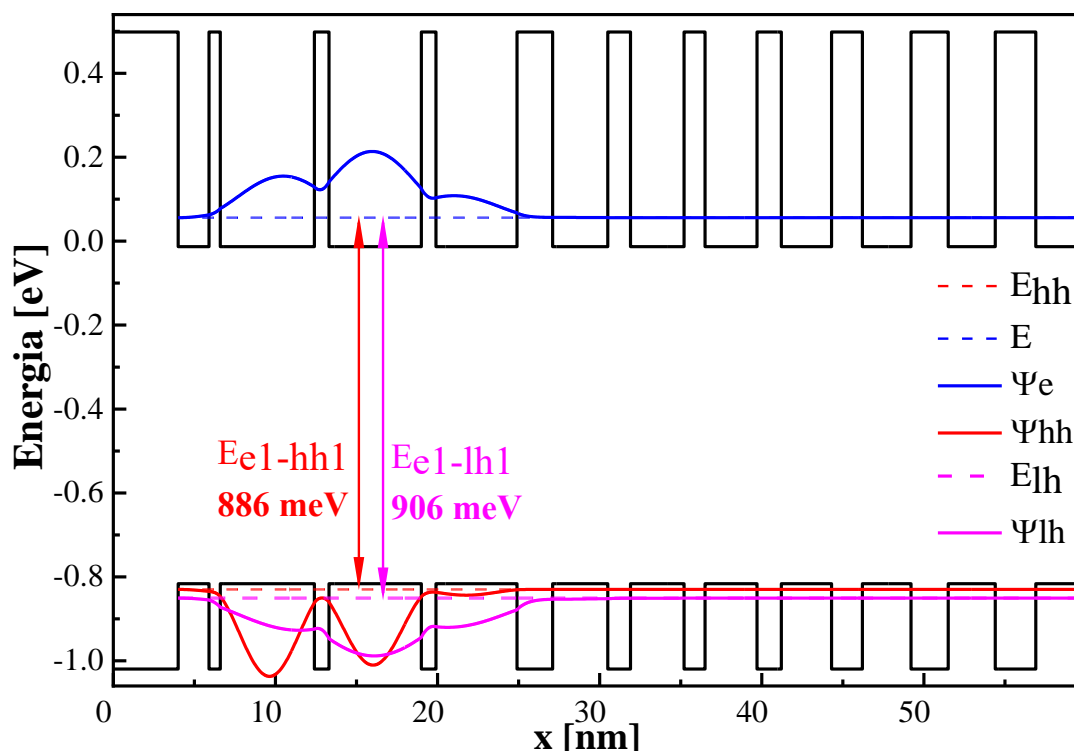


Rys. 6.13. Widma fotoluminescencji próbek testowych P199-P203, zmierzone w 90 K, przy pobudzeniu optycznym o mocy 5 mW. [praca własna – 178]

Na rysunku 6.13 pokazano widma PL próbki referencyjnej P199 oraz struktur P201–P203 z claddingiem UD InP, osadzonym w różnych temperaturach. Próbki mierzono w tych samych warunkach: temperatura 90 K, moc pobudzenia 5 mW. Na rysunku zaznaczono przejścia optyczne lekko- i ciężkodziurowe (E_{e1-lh1} , E_{e1-hh1}) oraz szerokość połówkową widm $FWHM$. Sygnał PL od próbki referencyjnej charakteryzuje się najmniejszą szerokością połówkową $FWHM_{P199} = 25 \text{ nm}$. Wśród próbek P201-P203, najmniejszą szerokością połówkową $FWHM_{P203} = 36 \text{ nm}$ cechuje się próbka z claddingiem InP osadzonym w najwyższej temperaturze 680°C, nieznacznie większą $FWHM_{P202} = 37 \text{ nm}$ próbka z górną warstwą InP otrzymaną w najniższej temperaturze 600°C, a największą szerokość połówkową $FWHM_{P201} = 40 \text{ nm}$ posiada próbka z claddingiem InP osadzonym w 645°C. Można zatem powiedzieć, że zależność szerokości połówkowej $FWHM$ widma PL od temperatury osadzania claddingu InP układa się niemonotonicznie, więc nie można wyciągnąć jednoznacznych

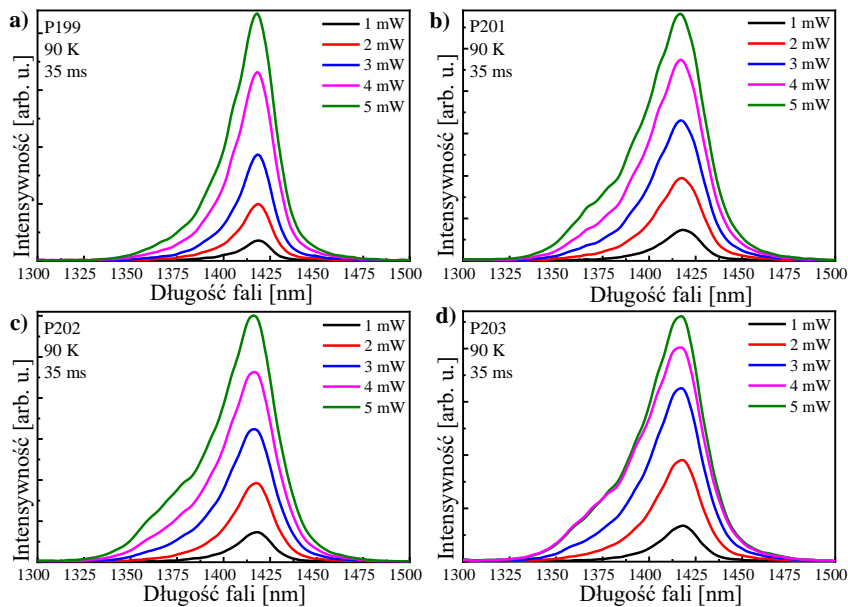
wniosków o optymalnej temperaturze tego procesu jedynie na podstawie pomiarów fotoluminescencji.

W celu porównania eksperymentu z założeniami projektu obliczono energie optycznych przejść międzypasmowych w rdzeniu na bazie heterostruktury $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$ badanych struktur testowych, pokazanym na rysunku 6.12. Energie wyliczonych podstawowych przejść optycznych, poziom elektronowy E , ciężkodziurowy E_{hh} i lekkodziurowy E_{lh} oraz odpowiadające im funkcje falowe wyznaczono za pomocą jednopasmowego przybliżenia masy efektywnej Schrödingera, przy zastosowaniu oprogramowania nextnanomat. Uzyskane wyniki pokazano na rysunku 6.14.



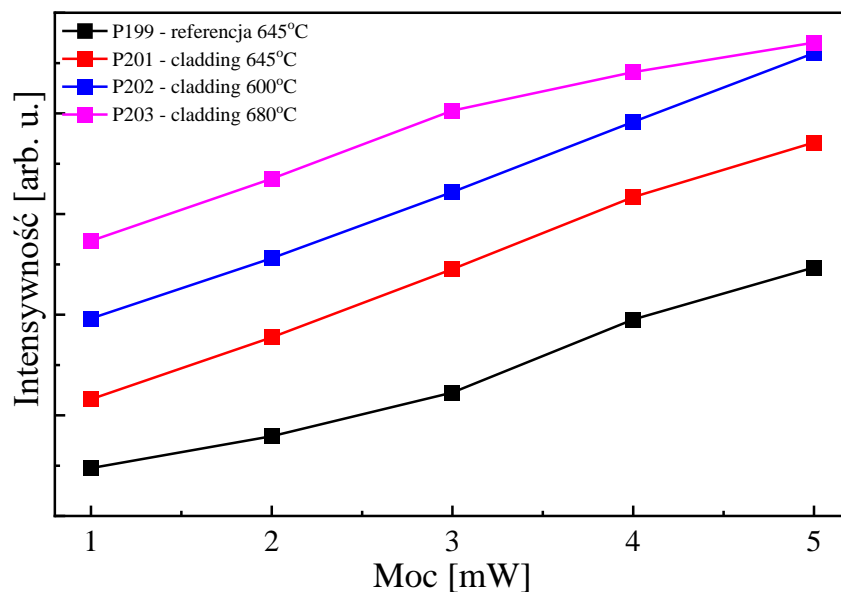
Rys. 6.14. Wyniki symulacji międzypasmowych podstawowych przejść optycznych w rdzeniu QCL $\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}/\text{Al}_{0.48}\text{In}_{0.52}\text{As}$, dla temperatury 90 K. [praca własna – 178]

Porównując wartości energii przejść optycznych uzyskane z analizy widm PL (90 K) z wartościami wyznaczonymi na podstawie symulacji, stwierdzono nieznaczne przesunięcie piku emisyjnego w stronę niższych energii o 10 meV i 7 meV, odpowiednio dla przejść $E_{e1}-E_{hh1}$ i $E_{e1}-E_{lh1}$. Przesunięcie to może wskazywać na szorstkość interfejsów [179] lub niewielkie zmiany grubości lub składu projektowanych warstw rdzenia z rysunku 6.12. W celu dokładniejszej analizy właściwości emisyjnych osadzonych struktur zdecydowano się na pomiary widm PL wszystkich 4 próbek, przy różnych mocach pobudzenia w zakresie 1 ÷ 5 mW (Rys. 6.15).



Rys. 6.15. Widma fotoluminescencji próbek: a) P199, b) P201, c) P202 i d) P203, mierzone w -90 K, przy różnej mocy wzbudzenia w zakresie 1 – 5 mW. [praca własna – 178]

Analiza widm PL, zarejestrowanych przy różnych mocach wzbudzenia wykazała, że dla struktur z górną warstwą claddingu UD InP (próbki P201–P203) obserwuje się znaczne poszerzenie widm oraz pojawia się istotny udział luminescencji pochodzącej od przejść $E_{e1}-E_{hh1}$, w porównaniu do próbki referencyjnej P199, gdzie dominują przejścia $E_{e1}-E_{hh1}$. Dla wszystkich badanych struktur występuje wzrost intensywności sygnału PL wraz ze wzrostem mocy wzbudzenia, co pokazano na rysunku 6.16.



Rys. 6.16. Zależność intensywności sygnału PL (90 K) od mocy pobudzenia dla próbek testowych P199 oraz P201 – P203. [praca własna – 178]

Na podstawie analizy zależności z rysunku 6.16 można stwierdzić, że jedynie dla próbki P202 występuje wyraźna liniowa korelacja pomiędzy intensywnością fotoluminescencji a mocą

popudzenia. Dla wszystkich próbek z warstwą claddingu InP (P201–P203) obserwuje się poprawę współczynnika korelacji liniowej natężenia sygnału PL od mocy pobudzenia, w stosunku do próbki referencyjnej P199.

Jak wspomniano wcześniej, porównanie wyników pomiarów PL z symulacjami teoretycznymi wykazało przesunięcie położenia maksimum emisyjnego w stronę mniejszych energii. Nie stwierdzono natomiast przesunięcia sygnału PL wygrzewanych próbek P201-P203 w stosunku do próbki referencyjnej P199. Szerokość połówkowa widm próbek z claddingiem UD InP osadzonym w ekstremalnych temperaturach (P202 – 600°C i P203 – 680°C) jest podobna (36 – 37 nm), jednak zależność między intensywnością fotoluminescencji a mocą wzbudzenia jest w pełni liniowa tylko dla próbki wygrzewanej w najniższej temperaturze 600°C (P202). Nieznaczne odstępstwa od liniowości wykazuje próbka P201 osadzana w standardowej temperaturze 645°C.

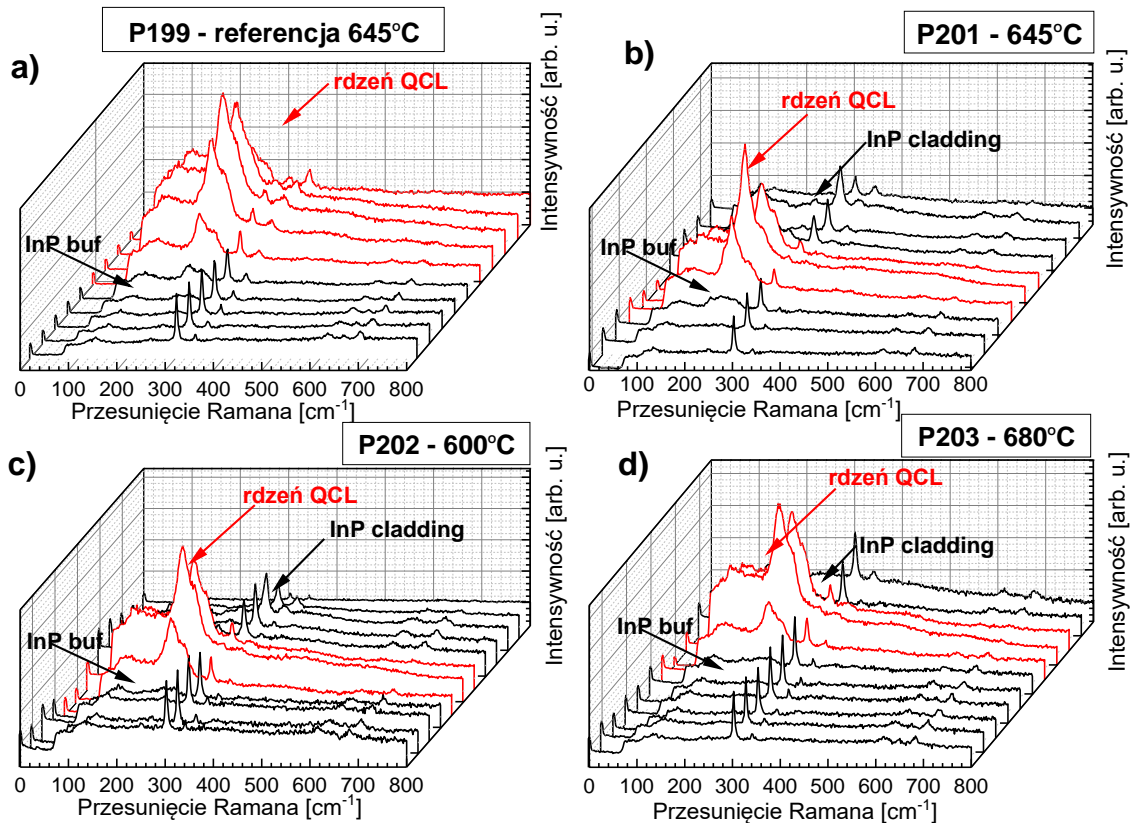
6.1.4.2. Wpływ temperatury wygrzewania rdzenia na widma Ramana i generowane naprężenia

Badania wpływu temperatury wzrostu górnego claddingu UD InP na parametry subtelnej struktury rdzenia, w próbkach testowych opisanych w rozdz. 6.1.4, poszerzono o pomiary widm Ramana. Przeprowadzono je, dzięki uprzejmości **dr hab. inż. Joanny Jadczak**, w **Katedrze Fizyki Doświadczalnej na Wydziale Podstawowych Problemów Techniki Politechniki Wrocławskiej**.

W celu uzyskania silnego sygnału Ramana i obserwacji ewentualnych zmian termicznych dokładnie w obszarze rdzenia zdecydowano się na pomiar widm Ramana z krawędzi próbki, a nie z powierzchni jak w standardowej procedurze. Próbki testowe P199 i P201-P203 mierzono w temperaturze pokojowej za pomocą mikrospektrometru Ramana (Renishaw inVia Raman Microscope) w konfiguracji rozpraszania wstecznego, przy pobudzeniu długością fali 532 nm. Średnica plamki lasera wynosiła 1,5 μm, moc optyczna 25 mW, mapy Ramana mierzono na przekroju poprzecznym struktury testowej z rozdzielczością przestrzenną $(0,5 \pm 0,1) \mu\text{m}$.

W widmach Ramana obserwuje się linie fononowe badanych kryształów półprzewodnikowych, powiązane najczęściej z optycznymi fononami podłużnymi (LO) i poprzecznymi (TO). Linie fononowe, charakterystyczne dla związków, tworzących strukturę rdzenia w badanych próbkach, występują w zakresie spektralnym 200–300 cm^{-1} dla $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$,

200–370 cm^{-1} dla $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$ [180] i 300 -350 cm^{-1} dla InP [181]. Widma Ramana czterech próbek testowych zmierzone w przekroju poprzecznym pokazano na rys. 6.17.



Rys. 6.17. Widma Ramana, mierzone w przekroju poprzecznym z krokiem 0,5 μm , próbek testowych: a) P199 - referencja osadzana w temperaturze 645°C, b) P201 z claddingiem InP osadzonym w 645°C, c) P202 z claddingiem InP osadzonym w 600°C, d) P203 z claddingiem InP osadzonym w 680°C.

[praca własna – 178]

Na zmierzonych widmach widać wyraźnie sygnały pochodzące od warstw claddingu UD InP i z obszaru rdzenia QCL (kolor czerwony). W wypadku próbki referencyjnej P199 obserwuje się niewielką intensywność sygnału pochodzącego od przypowierzchniowej warstwy InP, co wynika z faktu, że próbka ta posiadała jedynie cienką warstwę InP „cap” o grubości 100 nm (rys. 6.17a). W widmach Ramana pozostałych próbek (P201-P203) występują charakterystyczne sygnały związane z grubym claddingiem UD-InP (1,5 μm) i obszarem rdzenia QCL. W próbkach P201-P203 zmierzone linie fononowe są przesunięte w stosunku do struktury referencyjnej, co może świadczyć o występowaniu naprężenia w strukturze.

Przesunięcie Ramana może wynikać z zaburzenia symetrii kryształu, co związane jest często z defektami lub zmianami składu chemicznego. Na podstawie wartości przesunięcia Ramana $\Delta\omega_{LO}$ i $\Delta\omega_{TO}$, odpowiednio linii fononowych LO i TO w stosunku do częstotliwości ω_0 odpowiadającej położeniu tych linii dla próbki referencyjnej P199, można wyznaczyć

wartość naprężenia σ w badanych strukturach P201-P203. Teoretyczne wartości przesunięcia Ramana $\Delta\omega_{LO}$ i $\Delta\omega_{TO}$ opisują wzory [182,183]:

$$\Delta\omega_{LO} = 2\Delta\Omega_H - \frac{2}{3}\Delta\Omega \quad (14),$$

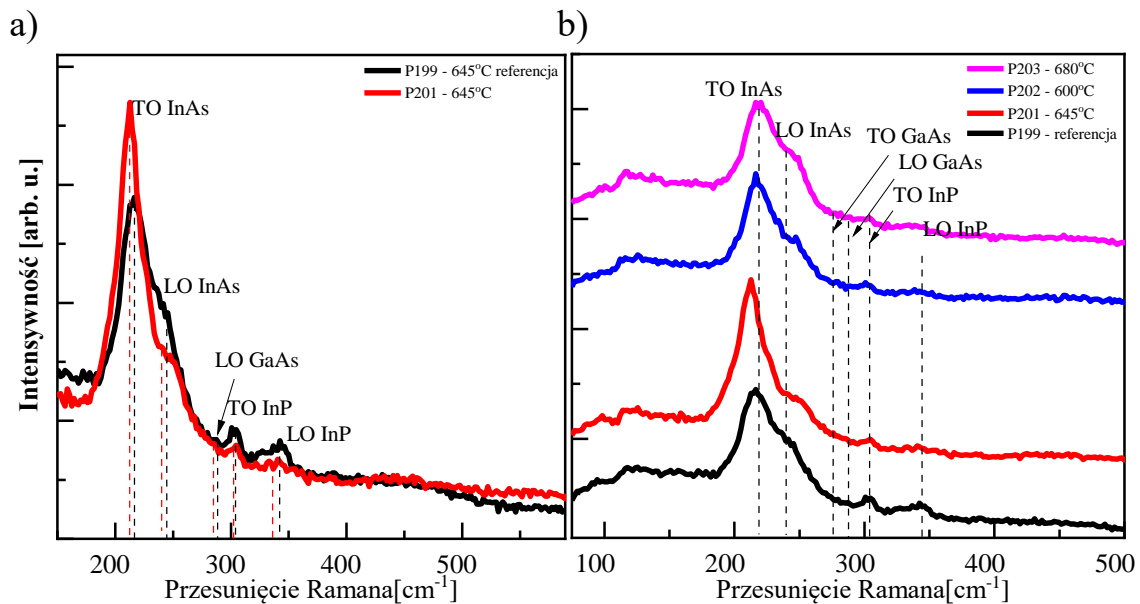
$$\Delta\omega_{TO} = 2\Delta\Omega_H + \frac{1}{3}\Delta\Omega \quad (15),$$

gdzie $\Delta\Omega_H$ jest przesunięciem ze względu na składową hydrostatyczną przyłożonego naprężenia, a $\Delta\Omega$ jest przesunięciem ze względu na jednoosiową składową tensora naprężenia. Wartości składowych $\Delta\Omega_H$ i $\Delta\Omega$ można wyznaczyć korzystając ze wzorów [182,183]:

$$\Delta\Omega_H = -\gamma\omega_0\sigma \cdot (S_{11} + 2S_{12}) \quad (16),$$

$$\Delta\Omega = a_s\omega_0\sigma \cdot (S_{11} - S_{12}) \quad (17),$$

gdzie γ jest parametrem Grüneisena, a_s potencjałem odkształcenia ścinającego, S_{11} oraz S_{12} są składowymi tensora odkształcenia charakterystycznymi dla badanych materiałów, a ich wartości dostępne są w literaturze [184-186]. Wyznaczając wartości $\Delta\omega_{LO}$ i $\Delta\omega_{TO}$ na podstawie zmierzonych widm Ramana oraz podstawiając równania (16) i (17) do wzorów (14) i (15), można obliczyć wielkość naprężenia σ . W wypadku naprężenia ściskającego σ ma wartość ujemną, natomiast dla naprężenia rozciągającego σ przyjmuje wartość dodatnią. Na rysunku 6.18 pokazano widma Ramana badanych struktur, na podstawie których wyliczono naprężenia w próbkach P201-P203.



Rys. 6.18. Widma Ramana próbek testowych: a) z claddingiem (P201) i bez claddingu (P199), osadzonych w tej samej temperaturze 645°C, b) próbek z claddingiem osadzonym w różnych temperaturach 600-680°C (P201-P203) w porównaniu z próbką referencyjną (P199). [praca własna – 178]

W pierwszym etapie porównano widma dwóch próbek P199 i P201, których proces epitaksjalny prowadzono w tej samej temperaturze 645°C (rys. 6.18a). Na podstawie przesunięcia Ramana linii fononowych od faz InAs i GaAs określono wpływ wygrzewania rdzenia QCL podczas wzrostu górnego claddingu InP. W przypadku próbki P201 zaobserwowano istotny wzrost intensywności fononów TO InAs w stosunku do intensywności linii fononowej LO InAs. Korzystając ze wzorów (11-14) wyznaczono naprężenia związane z wpływem wygrzewania rdzenia QCL, biorąc pod uwagę najlepiej widoczne w widmie Ramana linie fononowe. Na podstawie uzyskanych wyników, zawartych w tabeli 6 stwierdzono, że wygrzewanie rdzenia powoduje generację naprężeń rozciągających rzędu 600 MPa. Wartości naprężeń były powtarzalne, co oznacza, że linie fononowe zostały poprawnie zdefiniowane.

Tabela 6. Przesunięcie Ramana i obliczone naprężenie w próbce P201 w porównaniu do P199.

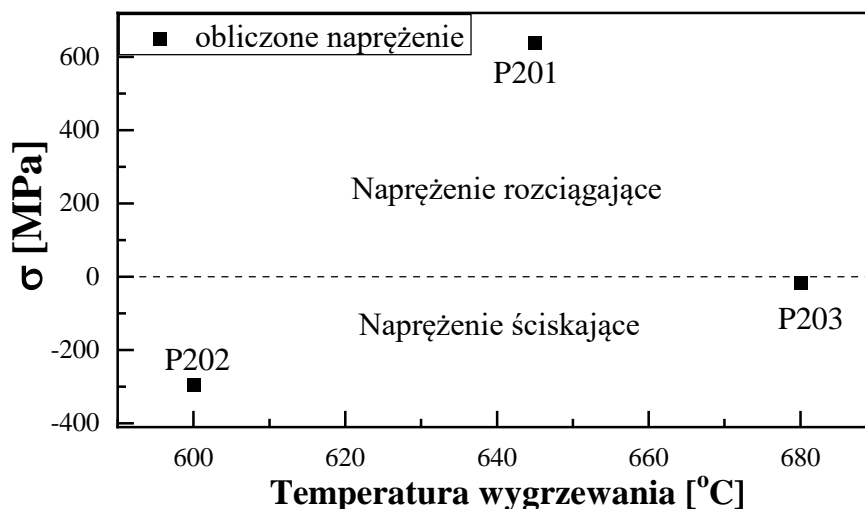
Linia fononowa		$\Delta\omega$ [cm^{-1}]	σ [MPa]
InAs	LO	2.7	569
	TO	-4.2	637
GaAs	LO	1.6	637

W kolejnym kroku porównano widma Ramana wszystkich badanych próbek, w celu oceny wpływu różnych temperatur wygrzewania na naprężenia rdzenia QCL (rys. 6.18b). Jako referencję przyjęto próbkę P199 osadzoną w temperaturze 645°C, bez warstwy claddingu, co pozwala na określenie naprężenia względnego, wynikającego z różnej temperatury wygrzewania rdzenia. Stwierdzono istotny wpływ temperatury wygrzewania nie tylko na wartość przesunięcia Ramana, ale także na jego kierunek. W przypadku próbki P202 obserwuje się niewielkie 1,9 cm^{-1} przesunięcie linii TO InAs w kierunku większych częstotliwości, natomiast położenie tej linii w próbce P203 pokrywa się z wartością referencyjną P199. Dodatkowo wartości przesunięć Ramana świadczą o ścisającym charakterze naprężenia. Efekt ten jest odwrotny do obserwowanego w próbce P201, co dowodzi, że temperatura osadzania górnych warstw falowodowych może mieć znaczący wpływ na zjawiska zachodzące w rdzeniu lasera. W przypadku próbek P202 i P203 zaobserwowano spadek natężenia fononów TO w stosunku do fononów LO. Przesunięcia Ramana wyznaczone na podstawie widm zmieszczonych na rysunku 6.18b) i obliczone na ich podstawie naprężenia w strukturach P201, 202 i P203 zestawiono w tabeli 7.

Tabela 7. Przesunięcie Ramana linii fononowej TO InAs i naprężenie w próbkach P201-P203 wyznaczone w porównaniu do struktury referencyjnej P199.

Próbka	$\Delta\omega$ [cm^{-1}]	σ [MPa]
P201 – 645°C	-4,2	637
P202 – 600°C	1,9	-295
P203 – 680°C	0,1	-16

Najmniejszą wartość naprężenia -16 MPa uzyskano dla próbki P203 wygrzewanej w najwyższej temperaturze 680°C, natomiast największą 637 MPa dla próbki P201 z claddingiem osadzonym w temperaturze 645°C, odpowiadającej wzrostowi próbki referencyjnej P199. W zakresie temperatur 600–680°C zaobserwowano istotne zmiany charakteru naprężeń. Na rysunku 6.19 zilustrowano wyliczone wartości naprężeń w odniesieniu do temperatury wzrostu claddingu InP. Nie stwierdzono liniowej zależności pomiędzy wartością i charakterem naprężenia a temperaturą wygrzewania rdzenia lasera.



Rys. 6.19. Zależność wartości wyznaczonego naprężenia od temperatury wygrzewania rdzenia lasera.

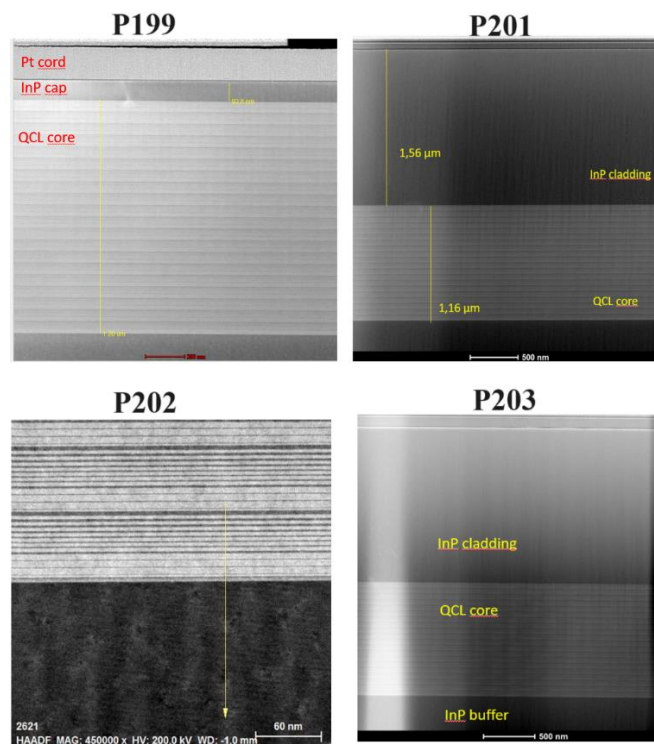
[praca własna – 178]

Na podstawie wyników przedstawionych w rozdziale 6.1.4.1 oraz 6.1.4.2 wykazano możliwość zastosowania spektroskopii Ramana i PL w analizie naprężeń oraz ocenie jakości interfejsów w tak złożonych strukturach jak rdzeń lasera QCL. W konstrukcji przyrządowej tego emitera, w której rdzeń pokryty jest grubą warstwą falowodową z InP, spektroskopia Ramana nie jest powszechnie stosowana, głównie ze względu na ograniczenia standardowej metodologii rejestracji widm z powierzchni próbki. Pomiary Ramana obszaru rdzenia wymagają zastosowania geometrii przekroju poprzecznego, czyli są wykonywane z krawędzi próbki. Skutkuje to zmniejszeniem intensywności rejestrowanego sygnału, co komplikuje analizę mierzonych widm. Dodatkowo konieczna jest dobra jakość krawędzi, a więc precyzyjne

cięcie próbek do rozmiaru wymaganego przez system pomiarowy. Zbadana korelacja pomiędzy naprężeniem a temperaturą wygrzewania rdzenia, oparta na analizie widm Ramana jest niemonotoniczna i nieliniowa. Podobne badania prowadziła inna grupa naukowa, analizująca wpływ temperatury wygrzewania struktury QCL na charakterystykę spektralną finalnego przyrządu, uzyskując niemonotoniczną zależność pomiędzy długością emitowanej fali a temperaturą wygrzewania rdzenia [187].

Analiza uzyskanych wyników pomiarów struktur testowych P201-P203 wykazała korelację pomiędzy wartością naprężenia wyliczonego na podstawie widm Ramana a zależnością intensywności sygnału PL od mocy wzbudzenia. Wysoka wartość naprężenia może świadczyć o dobrej jakości – ostrości interfejsów, co potwierdza liniowa zależność mocy wzbudzenia od natężenia PL. W wypadku próbki P201, przy wyższych mocach wzbudzenia, zaobserwowano niewielkie odstępstwo od liniowości charakterystyki, co może wynikać z innego charakteru naprężeń niż w próbce P202. Mała wartość naprężenia w strukturze P203 może wskazywać na zmniejszenie ostrości granic międzyfazowych i zachodzące procesy relaksacyjne, co potwierdzają pomiary PL (rys. 6.16).

W celu ostatecznej weryfikacji doboru optymalnej temperatury osadzania górnych warstw falowodowych, a tym samym wygrzewania rdzenia QCL, wykonano pomiary omawianych struktur testowych przy użyciu mikroskopii transmisyjnej, a uzyskane obrazy TEM zaprezentowano na rysunku 6.20. Pomiary przeprowadzono w Hiszpani, dzięki współpracy z prof. Mercedes Gabas z Uniwersytetu w Maladze (Wydział Fizyki).



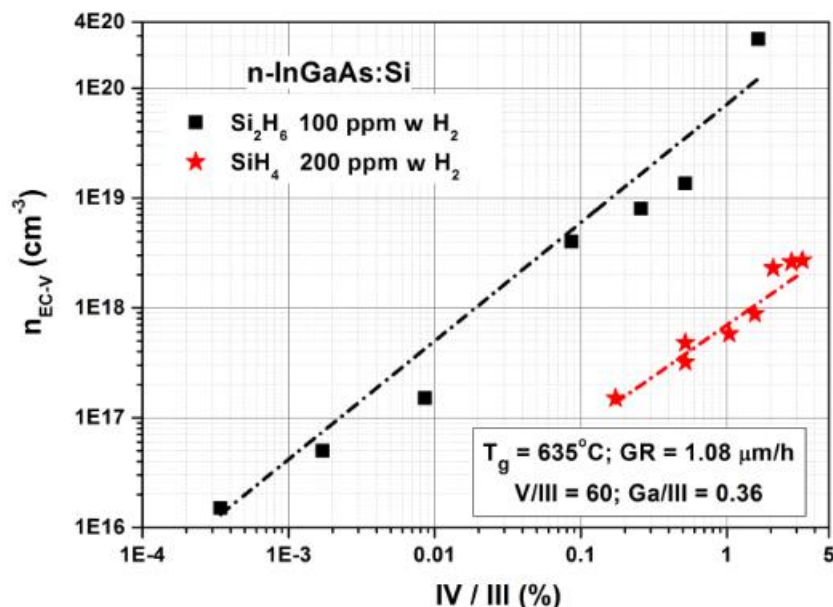
Rys. 6.20. Obrazy z mikroskopu TEM próbek testowych P199, P201, P202 oraz P203. [prof. Mercedes Gabas]

Na podstawie analizy otrzymanych obrazów TEM stwierdzono brak wyraźnych defektów w obszarze rdzenia we wszystkich badanych strukturach. Próbka P201 charakteryzuje się bardzo wyraźnymi interfejsami, co potwierdza wnioski uzyskane z pomiarów widm fotoluminescencji i Ramana.

W związku z tym, że obrazy TEM nie wykazały degradacji właściwości obszaru rdzenia we wszystkich badanych próbkach, zdecydowano się na wybór temperatury 645°C, jako optymalnej i stałej podczas procesu osadzania całej struktury epitaksjalnej lasera QCL.

6.2. Technologia warstw separujących InGaAs

Warstwy separujące $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ w konstrukcji kwantowego lasera kaskadowego muszą być sieciowo dopasowane do podłoża z fosforku indu InP. W związku z tym zawartość indu powinna wynosić 53% ($\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$). **Technologia warstw separujących o takim składzie została szczegółowo opisana w podrozdziale 6.1.1.** Dodatkowo warstwy te muszą być lekko domieszkowane na typ n na poziomie $k \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, ponieważ laser jest zasilany elektrycznie (prądowo). Intencjonalne domieszkowanie krzemem na typ n warstw InGaAs, dopasowanych sieciowo do InP, było przedmiotem rozprawy doktorskiej dra Mikołaja Badury, a uzyskane krzywe kalibracyjne dla dwóch źródeł domieszki (silanu i disilanu) przedstawiono na rysunku 6.21 [143].



Rys. 6.21. Zależność koncentracji swobodnych nośników w warstwach InGaAs:Si od ułamka molowego IV/III, dla dwóch źródeł krzemu silanu SiH_4 oraz disilanu Si_2H_6 [143].

Na podstawie opracowanych przez dra M. Badurę zależności można wyznaczyć stosunek molowy źródła domieszki donorowej (Si, grupa IV) do źródeł pierwiastków grupy III (Ga+In), gwarantujący uzyskanie projektowanego poziomu domieszkowania warstw $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$, przy określonej szybkości wzrostu GR. Zastosowanie disilanu zapewnia szeroki zakres domieszkowania ($10^{16} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$), wymagany w strukturach przyrządów optoelektronicznych.

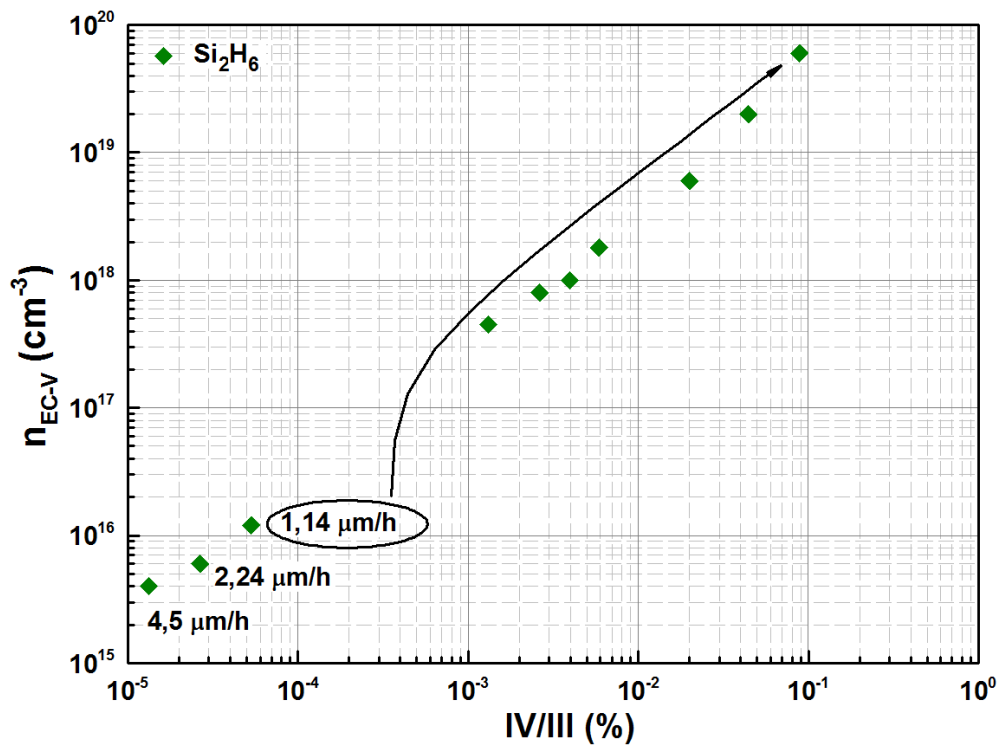
6.3. Technologia warstw ograniczających na bazie InP:Si

Warstwy ograniczające pełnią niezwykle istotną rolę i wraz z rdzeniem lasera QCL oraz warstwami separującymi tworzą falowód, który jest odpowiedzialny za ograniczenie propagacji generowanego promieniowania do obszaru rdzenia. Prawidłową pracę falowodu zapewniają warstwy ograniczające posiadające mniejszy współczynnik załamania niż rdzeń lasera i warstwy separujące. Stosowany przez autorkę pracy, podczas projektowania i modelowania różnych konfiguracji falowodów, układ materiałowy InGaAs/AlInAs/InP zapewnia odpowiedni kontrast współczynnika załamania. Warstwy ograniczające muszą być dodatkowo domieszkowane na typ n, ze względu na to, że lasery QCL są przyrządami unipolarnymi (pracują na elektronach). Domieszkowanie zmniejsza dodatkowo wartość współczynnika załamania, dzięki czemu kontrast między warstwami ograniczającymi a rdzeniem jest jeszcze większy.

W pracach badawczych, prowadzonych przez autorkę wraz z Zespołem w Laboratorium Epitaksji Struktur Fotonicznych w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii PWR, jako domieszkę donorową stosowano krzem, którego źródłem był disilan Si_2H_6 (dokładnie mieszanina 100 ppm Si_2H_6 w H_2), co szczegółowo opisano w pracy doktorskiej dra Mikołaja Badury [142]. Disilan jest bardzo wydajnym źródłem domieszkowania związków półprzewodnikowych AIII BV. W wypadku InP, który jest materiałem warstw ograniczających badanej struktury lasera QCL, pozwala na osiągnięcie szerokiego zakresu domieszkowania $k \times 10^{15} \div k \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Koncentracja swobodnych nośników w domieszkowanych warstwach InP zależy od stosunku molowego IV/III - atomów domieszki (Si, grupa IV) do atomów III grupy (In). Krzem jest domieszką amfoteryczną, tzn. może wbudować się w sieć krystaliczną jako donor (podstawiając atom grupy III), ale także jako akceptor (wprowadzany w miejsce atomu grupy V). W stosowanych warunkach wzrostu, przy znacznym nadciśnieniu związków grupy V do III, krzem niemalże wyłącznie wbudowuje się w podsieć pierwiastków grupy III i staje się donorem. Stąd też ułamek molowy IV/III wybrano jako parametr kontrolujący poziom

koncentracji swobodnych nośników w badanych warstwach domieszkowanych krzemem. Krzywą kalibracyjną dla warstw InP domieszkowanych krzemem (InP:Si), pokazującą zależność pomiędzy koncentracją swobodnych elektronów, wyznaczoną metodą EC-V, a stosunkiem molowym IV/III zaprezentowano na rysunku 6.22.



Rys. 6.22. Zależność koncentracji swobodnych elektronów w warstwach InP:Si od stosunku molowego IV/III, dla disilanu Si_2H_6 stosowanego jako źródło domieszki donorowej. [143]

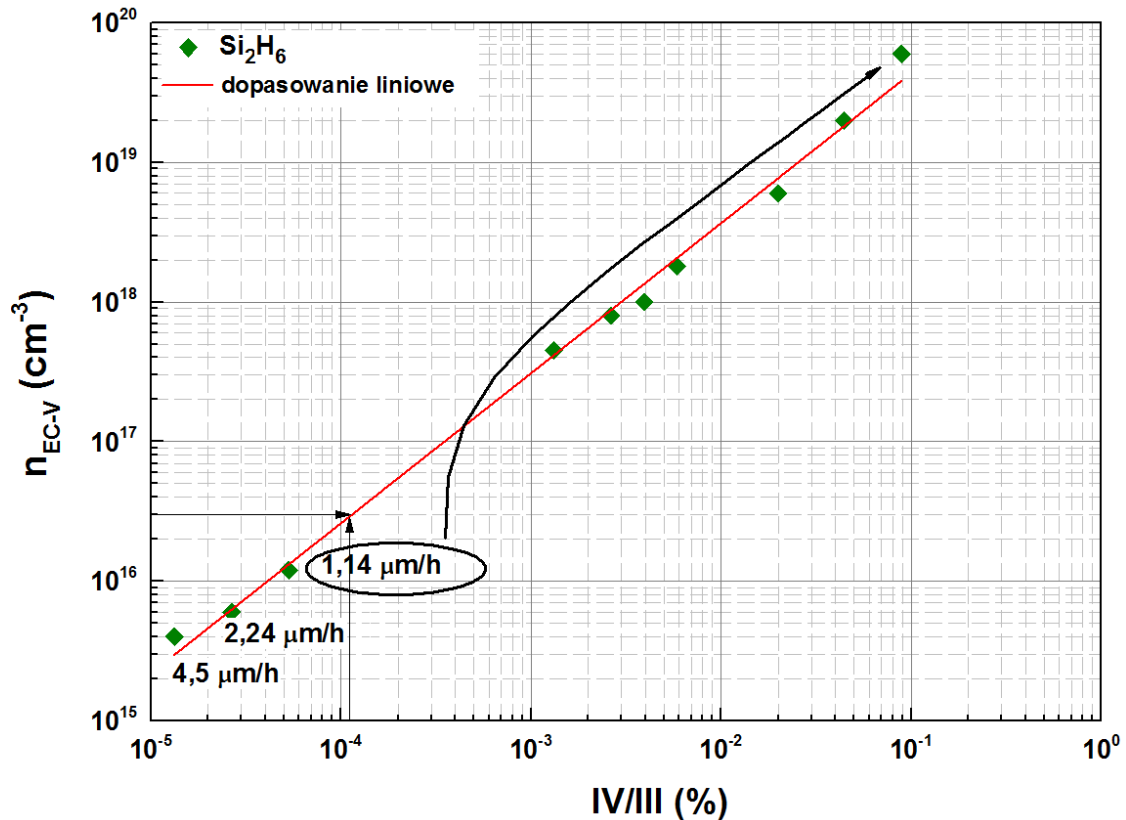
We wspomnianej pracy doktorskiej dra Mikołaja Badury, który jest członkiem zespołu Laboratorium Epitaksji Struktur Fotonicznych i z którym Autorka współpracowała przez cały okres realizacji swojej pracy, wykazano, że zastosowanie disilanu jako źródła domieszki donorowej nie wpływa negatywnie zarówno na właściwości optyczne, jak i strukturę krystaliczną warstw InP:Si.

6.3.1. Warstwy ograniczające ze skokowym profilem domieszkowania

Standardowa konstrukcja lasera QCL, w której występują dwa, stałe poziomy domieszkowania w warstwach ograniczających tzw. "schodki", była przedmiotem badań projektu SENSE, finansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju - grant nr TECHMATSTRATEG1/347510/15/NCBR/2018 i szczegółowo została omówiona w rozdziale 3.

W konstrukcji tej przyjęto, że warstwy ograniczające będą złożone z dwóch warstw InP domieszkowanych krzemem na typ n (n-InP:Si), różniące się jedynie poziomami domieszkowania $3 \times 10^{16} cm^{-3}$ (przy warstwach separujących InGaAs) oraz $1 \times 10^{17} cm^{-3}$.

W celu opracowania technologii wzrostu takich warstw i osiągnięcia projektowanych wartości koncentracji domieszki, skorzystano z aproksymacji liniowej krzywej kalibracyjnej z rysunku 6.22. Sposób wyznaczenia odpowiedniej wartości ułamka molowego IV/III, jaką należy zastosować w procesie technologicznym, żeby uzyskać wymagany poziom domieszkowania $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, zaprezentowano na rysunku 6.23. Wyznaczony stosunek molowy IV/III wynosi ok. $1 \times 10^{-4} \%$.



Rys. 6.23. Sposób wyznaczenia ułamka molowego IV/III dla zadanej wartości poziomu domieszkowania $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Domieszkowanie w dostępnym na Politechnice Wrocławskiej systemie epitaksjalnym ma układ podwójnego rozcieńczania disilanu w wodorze tzw. double dilution, w celu umożliwienia dozowania zarówno w zakresie małej, jak i dużej ilości źródła domieszki. Uzyskanie odpowiedniej wartości ułamka molowego IV/III wymaga wyznaczenia przepływu wodoru przez źródło domieszki w ml/min (100 ppm disilanu w H_2), a następnie wyliczenia ile procent tego roztworu ma trafić bezpośrednio do reaktora. Najłatwiej, będzie to zilustrować, na fragmencie procedury epitaksjalnej zaprezentowanej na rysunku 6.24.

```

0:04:00 "Stabilizacja temp + prerun",

PH3_1.source to 250, # 11160.71 umol

TMIn_1.line = open,
TMIn_1.source to 50,
TMIn_1.push to 400-50,

Si2H6_1.source to 2,
Si2H6_1.dilute to 1000,
Si2H6_1.inject to 20, # (ef ) umol; IV/III = %

DummyMOHyd_1.run = open,
DummyHyd_1.run = close;

30 "Kalibracja EpiTT",
EpiTT.substrate = on;

1 EpiTT.substrate = off;

30 "Efekty kalibracji",

TMIn_1.source to 284 in 20,
TMIn_1.push to 400-284 in 20,

PH3_1.source to 500 in 20,|
RunHyd1.feed1 to 4000-500 in 20;

```

Rys. 6.24. Fragment procedury epitaksjalnej zawierający ustawienia źródła domieszki i gazu nośnego, dla projektowanego poziomu domieszkowania $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, przy założeniu szybkości wzrostu $4,4 \mu\text{m/h}$.

Część receptury dotycząca ustawienia domieszki zaczyna się od „Si2H6”, czyli są to trzy linijki zaprezentowane na rysunku 6.24:

- **source to 2** - oznacza przepływ źródła domieszki (100 ppm Si₂H₆ w H₂) równy 2 ml/min,
- **dilute to 1000** - definiuje przepływ gazu nośnego (wodoru) równy 1000 ml/min,
- **inject to 20** - określa ile rozcieńczonego źródła domieszki trafia bezpośrednio do reaktora, tutaj 20 ml/min.

Sumaryczny przepływ gazu nośnego z disilanem wynosi 1002 ml/min. Istotny jest w tym wypadku ułamek przepływu disilanu w tak zdefiniowanym roztworze, który wyznacza się zgodnie ze wzorem:

$$\frac{\text{przepływ Si}_2\text{H}_6 \text{ w ciągu 1 minuty}}{\text{przepływ całego roztworu w ciągu 1 minuty}} \quad (18).$$

Zgodnie z danymi receptury stosunek ten wynosi $\frac{2}{1002}$. Ostatnia linijka „inject to 20” oznacza, że 20 ml tak zdefiniowanego roztworu domieszki trafia bezpośrednio do reaktora, czyli:

$$20 \times \frac{2}{1002} \approx 0,04 \text{ ml/min disilanu.}$$

Znając ilość domieszki wprowadzanej do reaktora w ml/ min i korzystając z prawa Avogadra można wyliczyć jej przepływ molowy w $\mu\text{mol/min}$ (dla analizowanego przepływu 0,04 ml/min

wartość ta wynosi $17,8 \times 10^{-5} \mu\text{mol}/\text{min}$). W wypadku domieszkowania krzemem InP, potrzebna jest także znajomość wprowadzanego do reaktora przepływu wodoru nasyconego parami metaloorganicznego źródła indu (TMIn). Według procedury pokazanej na rys. 6.24 wartość ta wynosi 284 ml/min, co odpowiada przepływowi molowemu 135,15 $\mu\text{mol}/\text{min}$. Na podstawie wyznaczonych molowych przepływów źródeł domieszki (Si_2H_6) i pierwiastka grupy III (TMIn) zostaje wyliczona wartość stosunku molowego IV/III (tu ok. $1 \times 10^{-4} \%$), która gwarantuje zakładany poziom domieszkowania warstw InP ($3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$). Wszystkie obliczenia wymaganych parametrów technologicznych prowadzone są w arkuszu kalkulacyjnym, zaprezentowanym na rysunku 6.25, opracowanym przez grupę badawczą z Laboratorium Epitaksji Struktur Fotonicznych na Politechnice Wrocławskiej, w którym pracuje Autorka pracy doktorskiej.

		Liczenie moli			Liczenie przepływu	
	Temperatura [C]	Ciśnienie [mbar]	Przepływ [ml/min]	Przepływ [$\mu\text{mol}/\text{min}$]	Przepływ [$\mu\text{mol}/\text{min}$]	Przepływ [ml/min]
TMGa						
TMAI						
TMIn	24,1	300	284	135,15	10	21,01
		Source [ml/min]	Dilute [ml/min]	Inject [ml/min]	Przepływ efekt. [ml/min]	Przepływ [$\mu\text{mol}/\text{min}$]
DEZn						
CP2Fe						
		Liczenie moli		Liczenie przepływu		
	Stężenie (%)	Przepływ [ml/min]	Przepływ [$\mu\text{mol}/\text{min}$]	Przepływ [$\mu\text{mol}/\text{min}$]	Przepływ [ml/min]	
PH3	100	500	22321,43	8928,57	200,00	
AsH3						
		Source [ml/min]	Dilute [ml/min]	Inject [ml/min]	Przepływ efekt. [ml/min]	Przepływ [$\mu\text{mol}/\text{min}$]
SiH4	0,01	2	1000	20	0,04	0,000178
ZMIENIAMY	ODCZYTUJEMY					
		InP	InGaAs	AlInAs	AlGaAs	
V		22321,43				
III		135,15				
V/III		165,2				
IV/III (%)		0,0001%				

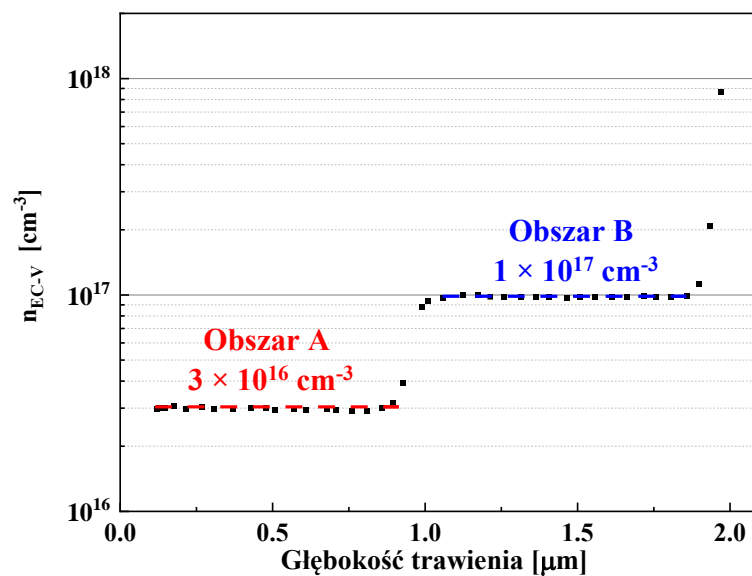
Rys. 6.25. Fragment arkusza kalkulacyjnego, dotyczący sposobu liczenia stosunku molowego IV/III, gwarantującego uzyskanie projektowanego poziomu domieszkowania $3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ w warstwach InP:Si, przy szybkości wzrostu 4,4 $\mu\text{m}/\text{h}$. [prace własne]

Na podstawie wyznaczonej wartości stosunku IV/III z arkusza kalkulacyjnego, która jest zgodna z wykresem zaprezentowanym na rysunku 6.23 stwierdzono, że parametry procesu zostały tak dobrane, aby poziom domieszkowania warstwy InP:Si wynosił $n = 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$. Gdyby proces zaplanowano z inną szybkością wzrostu np. dwukrotnie mniejszą, czyli 2,2 $\mu\text{m}/\text{h}$, należałoby zmniejszyć przepływ $V_{\text{H}_2/\text{TMIn}}$ oraz wprowadzenie do reaktora, w recepturze „inject”, źródła Si_2H_6 również dwukrotne zmniejszenie wartości źródła Si_2H_6 , aby zachować ten sam stosunek molowy IV/III.

W analogiczny sposób wyznaczono parametry procesu epitaksjalnego drugiej warstwy InP:Si standardowej konstrukcji falowodu, z większym poziomem domieszkowania

$n = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, wiedząc, że stosunek molowy IV/III wymagany do osiągnięcia tej wartości koncentracji domieszki powinien wynosić ok. $5 \times 10^{-4} \%$. Długość trwania procesu osadzania każdej z warstw falowodu, pomnożona przez jej szybkość wzrostu definiuje ostateczną grubość warstwy.

W celu realizacji technologicznej struktur modelowanych w rozdziale 3, konieczne było osadzenie warstw InP o ściśle określonym poziomie domieszkowania. W ramach procesów testowych wykonano strukturę falowodu o standardowym, skokowym rozkładzie domieszki, w której obszar A stanowi warstwa InP:Si o grubości $1 \mu\text{m}$ i domieszkowana na poziomie $n = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, natomiast obszar B warstwa InP o tej samej grubości ale większej koncentracji domieszki $n = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Wyniki pomiaru EC-V rozkładu koncentracji swobodnych elektronów w wytworzonej strukturze testowej, zaprezentowano na rysunku 6.26.



Rys. 6.26. Wyniki pomiaru EC-V struktury epitaksjalnej o skokowym charakterze domieszkowania.

[prace własne]

Wyniki pomiarów potwierdziły, że technologia domieszkowanych warstw InP:Si jest zoptymalizowana, a parametry procesu zostały prawidłowo dobrane. Wszystkie założenia projektowe związane z modelowanymi poziomami domieszkowania zostały spełnione.

6.3.2. Warstwy ograniczające z domieszkowaniem gradientowym

Analizując wyniki modelowania zaprezentowane w rozdziale 3, Autorka pracy zdecydowała się na wprowadzenie do falowodu warstw z gradientowym rozkładem domieszki, wchodzących w skład warstw ograniczających. W celu weryfikacji możliwości technologicznych dostępnego stanowiska epitaksjalnego przeprowadzono serię procesów

struktur testowych z różnym, gradientowym rozkładem domieszkowania w warstwach InP falowodu.

Na etapie projektowania procesów testowych należało opracować procedurę płynnej zmiany przepływu źródła domieszki w czasie wzrostu warstw InP:Si. W tym celu zmodyfikowano recepturę procesu domieszkowania, co umożliwiło osadzanie warstw z gradientowym - liniowym i sinusoidalnym rozkładem koncentracji domieszki. Odpowiednie wartości przepływów związków źródłowych atomów IV i III grupy były wyznaczane w sposób analogiczny do opisanego w rozdziale 6.3.1. W celu lepszego zilustrowania opracowanej technologii, na rysunku 6.27 przedstawiono część procedury, gwarantujący wzrost warstw InP:Si z gradientowym rozkładem domieszki typu sinus.

30	"Ustawienie Si2H6", Si2H6_1.source to 2, Si2H6_1.dilute to 1000, Si2H6_1.inject to 76; # (ef 0.15)
0:06:45	"InP 500 nm", #1e17 TMIn_1.run = open, Si2H6_1.run = open, DummyMO_1.run = close, EpiTT.analysis = 1, begin stat ReactorData;
0:13:27	"InP 1 um", Si2H6_1.inject with (20+56*0.5*(1+cos(Pi*x))), # = 20 - eff. 0.04 RunMO1.feed1 with (3580-56*0.5*(1+cos(Pi*x))), DummyMO1.source to 400+20;
0:06:45	"InP 500 nm"; #3e16
1	"koniec InP", TMIn_1.run = close, Si2H6_1.run = close, DummyMO_1.run = open, EpiTT.analysis = 0, end stat ReactorData;

Rys. 6.27. Opis procedury wzrostu warstwy epitaksjalnej InP:Si z gradientowym sinusoidalnym rozkładem koncentracji domieszki. [prace własne]

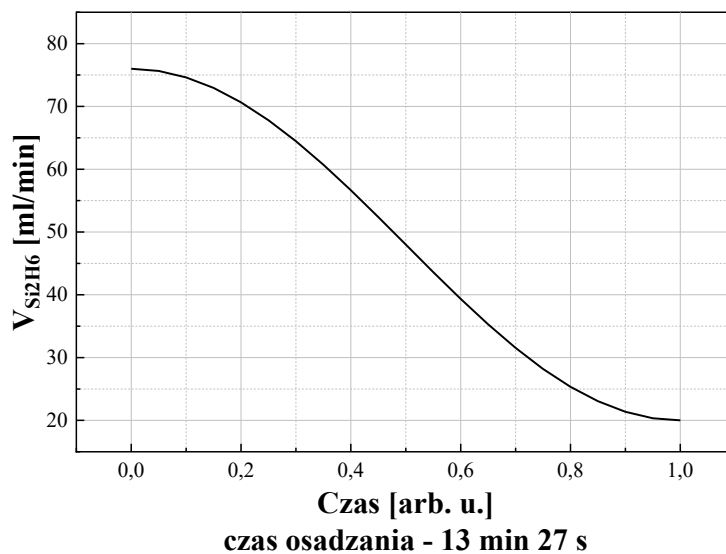
W pierwszym etapie-osadzana jest warstwa InP:Si o grubości 0,5 μm i stałym, wyższym poziomie domieszkowania $n = 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Następnie kontynuowany jest wzrost warstwy InP:Si o grubości 1 μm , przy zmiennym przepływie disilanu, zgodnie z opracowaną formułą:

$$\text{Si2H6_1.inject with}(20+56*0.5*(1+\cos(\text{Pi}*x))) \quad (19),$$

gdzie x to zmienna, która w czasie wzrostu 13 min i 27 s zmienia się od 0 do 1. Pozostałe stałe są tak dobrane, żeby wartość początkowa przepływu disilanu wynosiła 76 ml/min i z czasem malała do docelowej wartości 20 ml/min. Kolejna linijka receptury dotyczy podobnej zmiany, ale w odniesieniu do sumarycznego przepływu gazu nośnego (wodoru) przez linię metaloorganiczną:

$$\text{RunMO1.feed1 with}(3580-56*0.5*(1+\cos(\text{Pi}*x))) \quad (20),$$

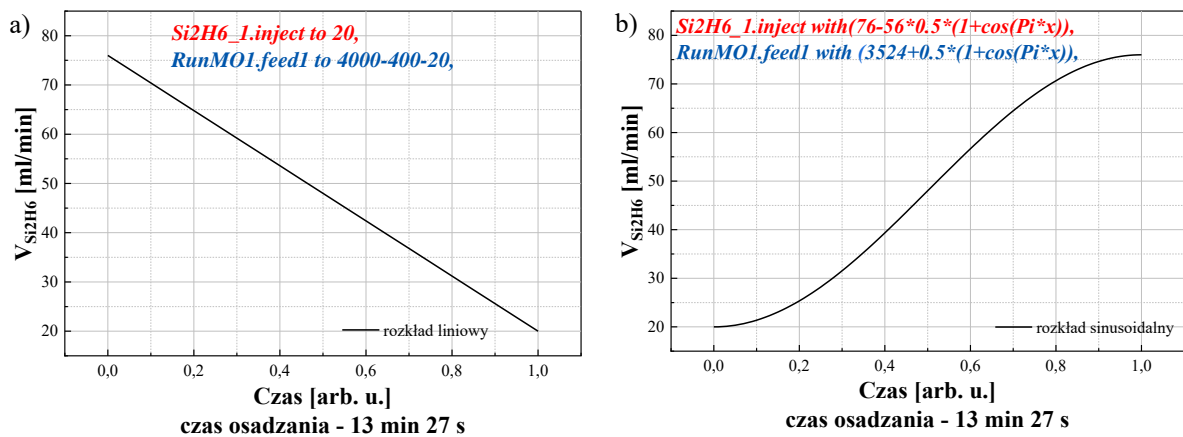
którego wartość musi być utrzymywana na stałym poziomie 4000 ml/min. Dlatego w miarę zmniejszania przepływu źródła domieszki Si_2H_6 , sumaryczna ilość gazu nośnego musi rosnąć w ten sam sposób, zgodnie z funkcją opisaną wzorem (20). Zachowanie odpowiedniej, stałej szybkości przepływu gazu nośnego przez reaktor jest bardzo istotne, ponieważ zapewnia stałą wartość liniowej prędkości przepływu i jego powtarzalną laminarność w reaktorze. Omawiana zmiana wartości przepływu disilanu w czasie wzrostu została zilustrowana na rysunku 6.28.



Rys. 6.28. Zmiana szybkości przepływu disilanu Si_2H_6 w ml/ min podczas osadzania warstwy InP:Si z domieszkowaniem gradientowym typu sinus. [prace własne]

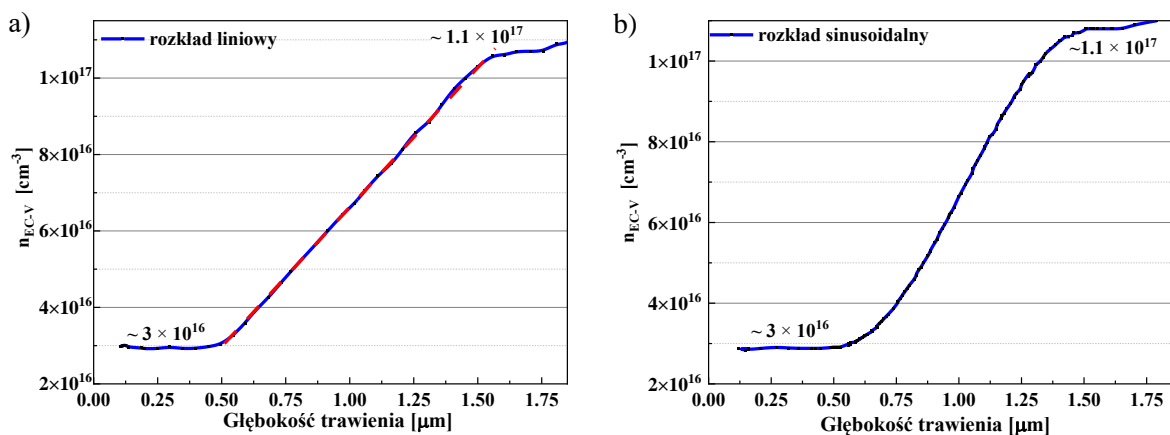
Procedury osadzania warstw InP:Si, domieszkowanych gradientowo w zakresie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, różnią się od procesów stałego domieszkowania jedynie dwiema linijkami (kolor czerwony i niebieski) receptury pokazanej na rysunku 6.27, które modyfikują przepływy disilanu i gazu nośnego zgodnie z wzorami (19) oraz (20). Zmiany przepływu Si_2H_6 podczas

osadzania struktur testowych z warstwami InP:Si o liniowym i sinusoidalnym rozkładzie domieszki zaprezentowano na rysunku 6.29.



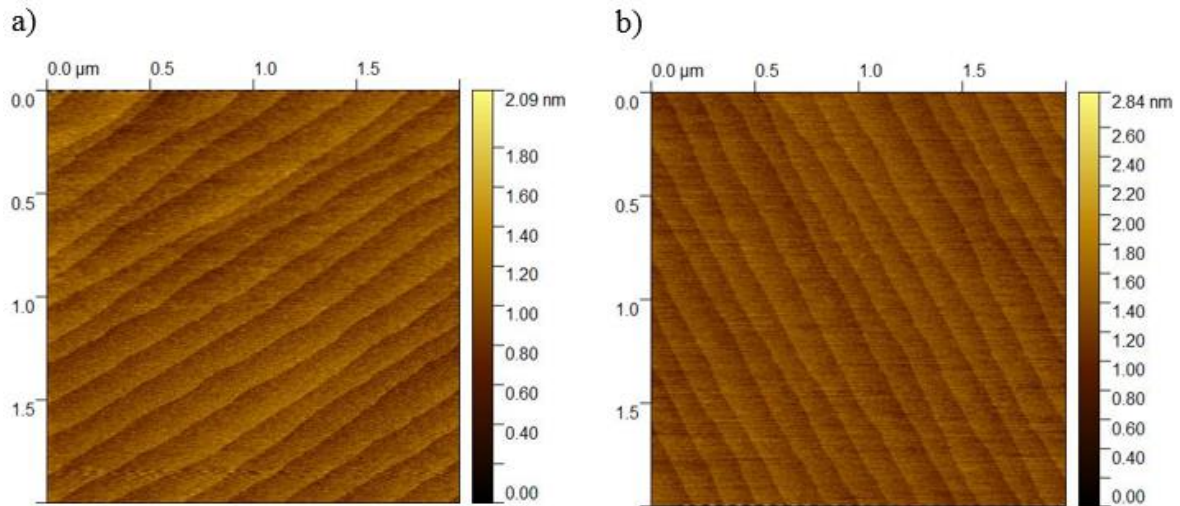
Rys. 6.29. Zmiany przepływu Si₂H₆ podczas osadzania warstw InP:Si z gradientowym rozkładem domieszki: a) liniowym, b) sinusoidalnym. [prace własne]

W ramach badań wytworzono dwie struktury testowe – z liniowym i z sinusoidalnym rozkładem domieszki w warstwach InP. Rozkład koncentracji domieszki mierzony jest po procesach epitaksji przy użyciu profilera EC-V. W celu zwiększenia precyzji pomiaru EC-V struktury zaprojektowano w taki sposób, żeby poziom domieszki wzrastał wraz z głębokością trawienia (tzn. od powierzchni wytworzonych warstw do podłoża). Na powierzchni struktur testowych osadzono 0,5 μm warstwę InP:Si domieszki na poziomie $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ a następnie kontynuowano osadzanie warstwy o grubości 1 μm, w której poziom domieszki zmniejszał się (liniowo lub sinusoidalnie) do wartości $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. W końcowym etapie wzrostu struktury osadzono 0,5 μm warstwę InP:Si domieszki na poziomie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Wyniki pomiarów rozkładu koncentracji nośników w wykonanych strukturach przedstawiono na rysunku 6.30.



Rys. 6.30. Wyniki pomiarów charakterystyk EC-V struktur testowych, zawierających warstwy InP:Si z gradientowym rozkładem domieszki: a) liniowym, b) sinusoidalnym. [prace własne]

Analizując wyniki pomiarów koncentracji swobodnych elektronów w obu strukturach można stwierdzić, że zarówno grubości jak i poziomy domieszkowania są zgodne z założeniami projektowymi. Dodatkowo, wykonano także pomiary AFM omawianych próbek, w celu oceny jakości ich powierzchni. Wysoka jakość powierzchni jest bardzo istotna, ze względu na to, że na dolnej warstwie ograniczającej jest osadzana subtelna struktura rdzenia, w związku z czym jej powierzchnia musi spełniać warunki epitaksji obszaru aktywnego lasera QCL.



Rys. 6.31. Wyniki pomiarów AFM struktur z a) liniowym; b) sinusoidalnym rozkładem domieszki.

[prace własne]

Zmierzone próbki (Rys.6.31) charakteryzowały się liniowym i sinusoidalnym rozkładem domieszki zaprezentowanym na rysunku 6.30. Wyniki pomiarów mikroskopem AFM potwierdziły, że gradientowy rozkład domieszki nie wpływa na jakość powierzchni próbki, co jest kluczowe ze względu na dalsze procesy epitaksjalne – w tym osadzanie rdzenia lasera QCL. W obu wypadkach wyraźnie widoczne są stopnie atomowe, a chropowatość powierzchni wynosi odpowiednio $R_q = 129.0$ pm dla próbki z liniowym rozkładem domieszki i $R_q = 139.5$ pm dla rozkładu sinusoidalnego. Powierzchnia próbek jest bardzo wysokiej jakości i nie ma przeciwwskazań do dalszego prowadzenia epitaksji na takich strukturach.

7. Pomiary parametrów użytkowych testowych struktur laserów kaskadowych

Omówione wyniki badań w poprzednich rozdziałach były podstawą opracowania testowych struktur epitaksjalnych oraz ich technologicznej realizacji, z zaproponowanymi zmianami parametrów warstw ograniczających, związanymi z wprowadzeniem gradientowego rozkładu domieszkowania typu sinus. W ramach prac badawczych wykonano, zmierzono i wyznaczono parametry użytkowe laserów QCL, o zakładanej długości emisji ok. 5 μm .

Struktura rdzenia bazowała na konstrukcji zaproponowanej w publikacji naukowej [128] pt. „**Quantum cascade lasers operating in continuous wave mode above 90 °C at $\lambda \sim 5.25 \mu\text{m}$** ”. Podstawowe parametry materiałowe warstw epitaksjalnych obszaru rdzenia były następujące:

- **region aktywny:** cztery studnie kwantowe $\text{In}_{0,66}\text{Ga}_{0,34}\text{As}/\text{Al}_{0,654}\text{In}_{0,346}\text{As}$ z kompensacją naprężeń,
- **obszar wstrzykiwania:** średni poziom domieszkowania typu n - $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$,
- **grubości warstw**, od obszaru aktywnego:
2,8, **1,36**, 1,14, **4,75**, 1,14, **4,18**, 1,23, **4,02**, 2,02, **3,02**, 1,44, **2,71**, 1,52, **2,41**, 1,6, **2,3**, 1,76, **2,19**, 1,76, **1,95**, 2,03, **1,95** nm,
- **efektywny współczynnik załamania** - 3,336.

W **podrozdziale 7.1** omówiono wyniki pomiarów struktur testowych, w których zmodyfikowano **jedynie górną warstwę ograniczającą**, natomiast w podrozdziale **7.2** opisano technologię struktury przyrządowej w pełni zoptymalizowanej, w których dokonano zmian grubości i domieszkowania dwóch warstw ograniczających.

7.1. Struktury przyrządowe laserów QCL z modyfikacją górnej warstwy ograniczającej

W ramach zadań badawczych projektu pt. „**Opracowanie technologii struktur dla jednomodowych laserów kaskadowych do zastosowań w układach optycznej detekcji gazów**”, finansowanego przez Narodowe Centrum Badań i Rozwoju grant nr TECHMATSTRATEG1 /347510/15/NCBR/2018 „SENSE” we współpracy z Sieć Badawcza Łukasiewicz – Instytutem Mikroelektroniki i Fotoniki w Warszawie wykonano laserowe struktury testowe w technologii hybrydowej. **Rdzeń lasera oraz warstwy separujące**

wykonane były w technologii MBE, natomiast warstwy ograniczające oraz warstwa podkontaktowa w technologii LP-MOVPE. To zadanie zrealizowano w Katedrze Mikroelektroniki i Nanotechnologii w którym brała udział doktorantka.

7.1.1. Projekt i modelowanie struktury epitaksjalnej QCL

Ze względu na to, że podczas realizacji projektu „SENSE” doktorantka miała do dyspozycji struktury typu „template”, z wykonanymi już standardowo dolnymi warstwami ograniczającymi, możliwe było sprawdzenie wyników modelowania jedynie w odniesieniu do górnej warstwy ograniczającej. Zdecydowano się więc na bardziej istotne zmiany jej poziomów domieszkowania.

Parametry struktury epitaksjalnej standardowej konstrukcji lasera QCL (próbka referencyjna) wraz z wprowadzonymi zmianami górnej warstwy ograniczającej (mniejsza jego grubość i domieszkowanie gradientowe warstw typu sinus, kolor czerwony) zestawiono w tabeli 8.

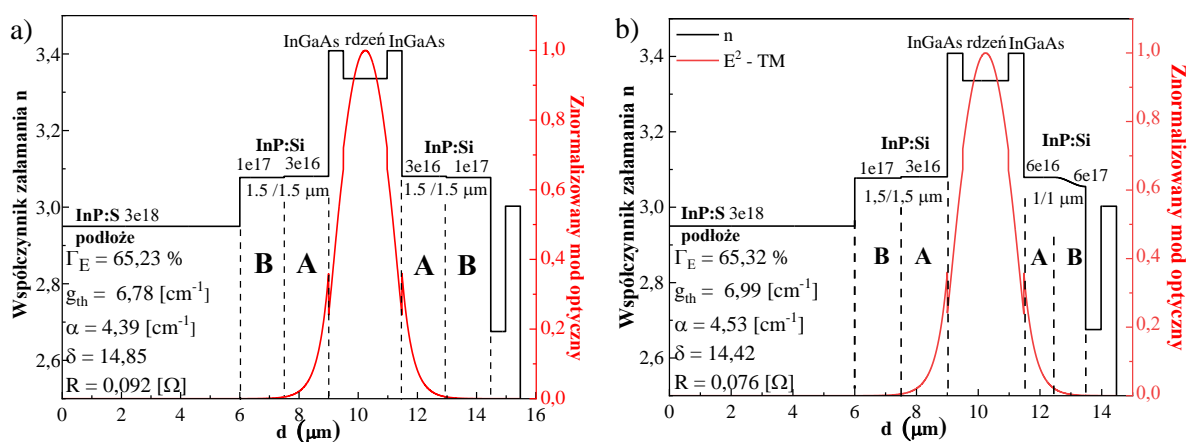
Tabela 8. Parametry struktury epitaksjalnej standardowej konstrukcji lasera QCL wraz z wprowadzonym gradientowym domieszkowaniem górnej warstwy ograniczającej (kolor czerwony) z uwzględnieniem podziału na technologię osadzania (MBE i LP-MOVPE).

Rola warstw (Technologia)	Material	Struktura standardowa (Standard)	Struktura z gradientem domieszki (Gradient)
Warstwa podkontaktowa (LP-MOVPE)	n^+ -InP	$0,5 \mu\text{m} - n \sim 1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$	
Górna warstwa ograniczająca (LP-MOVPE)	n-InP	<p>Obszar B $1,5 \mu\text{m} - n \sim 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$</p> <p>Obszar A $1,5 \mu\text{m} - n \sim 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$</p>	<p>Obszar B $1 \mu\text{m} - n \sim 6 \times 10^{16} \text{cm}^{-3} \sin \rightarrow 6 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$</p> <p>Obszar A $1 \mu\text{m} - n \sim 6 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$</p>
Warstwa separująca (MBE)	InGaAs	500 nm	
Rdzeń (MBE)	Częściowo domieszkowany InGaAs/ AlInAs	30 kaskad	
Warstwa separująca (MBE)	InGaAs	500 nm	
Dolna warstwa ograniczająca (LP-MOVPE)	n-InP	<p>$1,5 \mu\text{m} - n \sim 3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$</p> <p>$1,5 \mu\text{m} - n \sim 1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$</p> <p>Podłoże - $n \sim 3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$</p>	

Zaproponowane zmiany w obrębie górnej warstwy ograniczającej n-InP:Si obejmowały w szczególności:

- zmniejszenie grubości z 3 μm do **2 μm** (grubość obszarów A i B zmniejszono z 1,5 μm do 1 μm),
- zwiększenie poziomu domieszkowania **obszaru A** z $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ do **$6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$** ,
- zmianę poziomu i rozkładu domieszkowania obszaru B na rozkład **B sinus** w zakresie **$6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \div 7 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$** .

Przeprowadzono modelowanie dla zaproponowanych konstrukcji lasera wyznaczono podstawowe parametry tj. współczynnik Γ_E , g_{th} , straty α , wskaźnik jakości δ oraz oszacowano teoretyczną rezystancję szeregową przyrządu R . Wyniki przeprowadzonych symulacji zaprezentowano na rysunku 7.1.

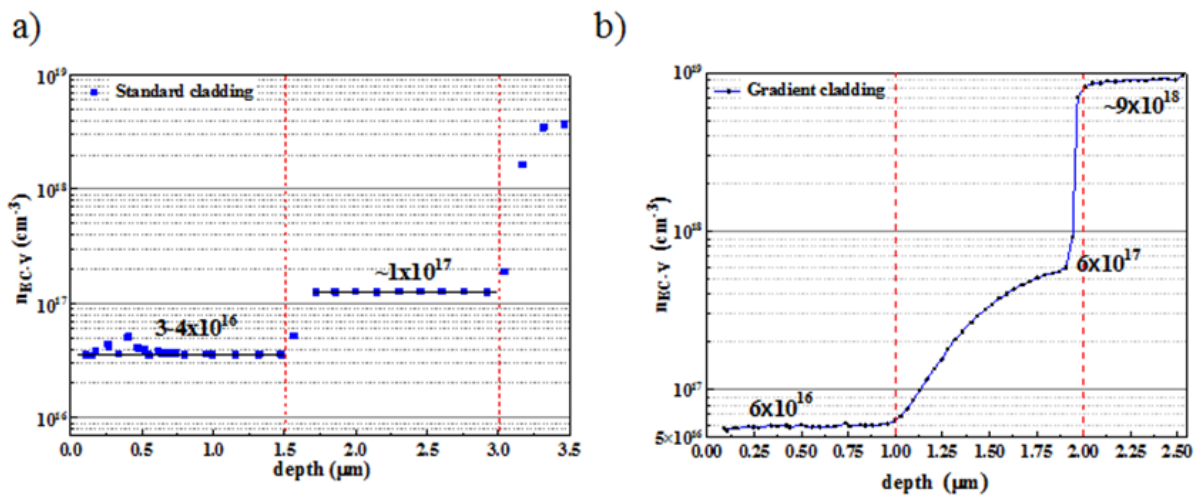


Rys. 7.1. Rozkład współczynnika załamania światła n (linia czarna), kwadrat składowej elektrycznej modu E^2 -TM (linia czerwona) dwóch struktur QCL: a) referencyjnej (standard), b) z wprowadzonymi zmianami (gradient); dla grubości warstwy separującej 500 nm ($\lambda = 5,25 \mu\text{m}$) [prace własne].

Na podstawie wyników przeprowadzonych symulacji wykazano, że po wprowadzeniu projektowanych zmian (Tabela 8, kolor czerwony) wzrosły straty falowodowe ze względu na wzrost domieszkowania, współczynnik uwięzienia modu wzrósł niewiele z 65,23% do 65,32%, natomiast znacząco o prawie 20% zmniejszyła się wartości rezystancji.

Przed wykonaniem testowych struktur laserowych, zespół badawczy, w którym pracuje Autorka rozprawy, zdecydował się na przeprowadzenie procesów epitaksjalnych, weryfikujących poziom domieszkowania w warstwach n-InP:Si. W tym celu wykonano struktury testowe warstw ograniczających, w których wartość domieszki wzrastała od powierzchni w głąb struktury (dolna warstwa ograniczająca), dzięki czemu możliwe było wykonanie miarodajnych pomiarów koncentracji swobodnych nośników. Wyniki pomiarów EC-V w testowych strukturach z warstwą ograniczającą – standardową oraz z gradientowym rozkładem domieszki pokazano na rysunku 7.2. Zmierzone profile E-CV potwierdziły zgodność

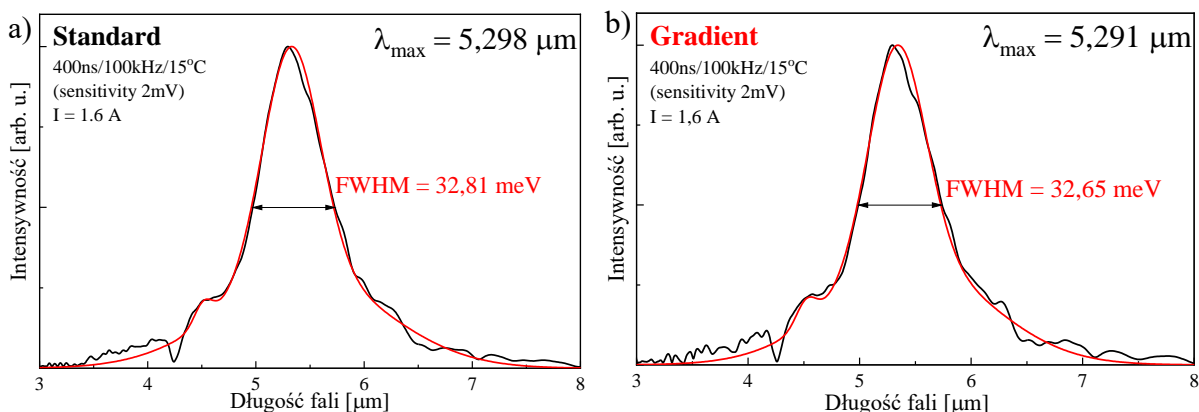
otrzymanych poziomów i rozkładów domieszkowania z założeniami projektowymi, co pozwoliło w kolejnym etapie prac na wykonanie epitaksjalnych struktur laserowych w technologii hybrydowej (MBE+LP MOVPE, projekt SENSE).



Rys. 7.2. Wyniki pomiarów EC-V koncentracji swobodnych nośników w testowej strukturze z warstwą ograniczającą n-InP:Si o rozkładzie domieszkowania: a) standardowym; b) gradientowym typu B sinus [prace własne].

7.1.2. Pomiarów parametrów użytkowych wytworzonych struktur przyrządowych QCL

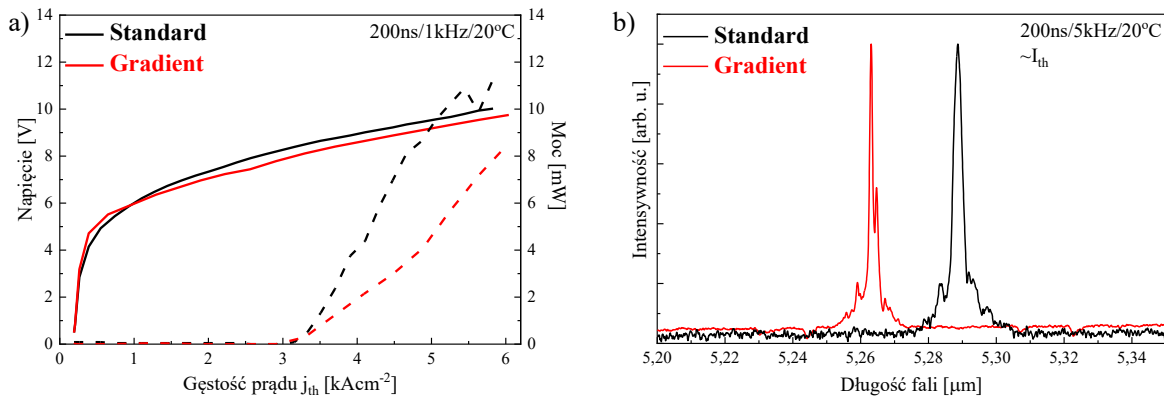
Po wytworzeniu laserowych struktur testowych przeprowadzono pomiary elektroluminescencji (ang. *Electroluminescence*, EL), charakterystyk elektrooptycznych L-I-V oraz spektralnych. Pomiary wykonane zostały przez Sieć Badawcza Łukasiewicz Instytut Mikroelektroniki i Fotoniki w Warszawie. Zmierzone widma EL pokazano na rysunku 7.3.



Rys. 7.3. Wyniki pomiarów widm elektroluminescencji dwóch laserowych struktur testowych: a) standardowej, b) z górną warstwą ograniczającą o gradientowym rozkładzie domieszkowania typu B sinus. [IMiF – Sieć Badawcza Łukasiewicz]

Analiza wyników pomiarów EL wykazała bardzo dużą zgodność między strukturą standardową oraz gradientową. Szerokość połówkowa linii emisyjnej $FWHM$ w obu wypadkach jest porównywalna i w strukturze standardowej wynosi $FWHM = 32,81$ meV, a w gradientowej $FWHM = 32,65$ meV. Długość emitowanej fali jest również niemalże identyczna i wynosi $5,298$ μm oraz $5,291$ μm , odpowiednio dla struktury gradientowej i standardowej.

W kolejnym kroku wykonano pomiary elektrooptyczne oraz spektralne, a uzyskane wyniki zaprezentowano na rysunku 7.4.



Rys. 7.4. Charakterystyki wytworzonych testowych struktur laserowych, standardowej i z górną warstwą ograniczającą o rozkładzie domieszki typu B sinus: a) elektrooptyczne L-I-V, b) spektralne.

[IMiF – Sieć Badawcza Łukasiewicz]

Na podstawie zmierzonych charakterystyk wyznaczono podstawowe parametry użytkowe testowych struktur przyrządowych QCL, takie jak: rezystancja szeregową R_s , gęstość prądu progowego j_{th} , szerokość połówkowa linii emisyjnej $FWHM$ oraz długość emitowanej fali λ . Wartości wyznaczonych parametrów zamieszczono w tabeli 9.

Tabela 9. Parametry użytkowe testowych struktur przyrządowych QCL (standardowej – Standard, z gradientem domieszki B sinus w górnej warstwie ograniczającej – Gradient), wyznaczone na podstawie analizy charakterystyk L-I-V oraz spektralnych.

Standard	Gradient
$R_s = 0,23 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$	$R_s = 0,176 \text{ m}\Omega\text{cm}^2$
$j_{th} = 3,15 \text{ kAcm}^{-2}$	$j_{th} = 2,94 \text{ kAcm}^{-2}$
$FWHM = 3,5 \text{ nm}$	$FWHM = 2 \text{ nm}$
$\lambda = 5,29 \mu\text{m}$	$\lambda = 5,26 \mu\text{m}$

7.2. Struktury przyrządowe laserów QCL z gradientem domieszkowania w dwóch warstwach ograniczających

W celu ostatecznej weryfikacji zasadności zastosowania gradientowego domieszkowania w warstwach falowodowych struktur QCL, wytworzono testowe struktury laserowe z rozkładem domieszki typu B sinus w obu warstwach ograniczających n-InP:Si. Realizacja technologiczna struktur przyrządowych została przeprowadzona wspólnie przez 3 zespoły:

- **Politechnika Wrocławska - grupa naukowa, w której pracuje Autorka:** projekt i modelowanie struktury epitaksjalnej oraz krystalizacja metodą LP-MOVPE warstw ograniczających i podkontaktowych,
- **Firma VIGO** - grupa naukowa dr hab. Włodzimierza Strupińskiego: epitaksja warstw separujących i rdzenia lasera techniką LP-MOVPE,
- **Sieć Badawcza Łukasiewicz IMiF** - grupa naukowa dr hab. Kamila Pierścińskiego: technologia i pomiary struktur przyrządowych.

7.2.1. Projekt i modelowanie struktury epitaksjalnej QCL

Struktura epitaksjalna testowych laserów QCL została osadzona metodą LP-MOVPE z udziałem dwóch grup naukowych - Politechniki Wrocławskiej oraz firmy VIGO. Proces epitaksji składał się z 3 etapów:

1. Krystalizacja dolnej warstwy ograniczającej na bazie n-InP:Si na domieszkowanych podłożach n-InP:S (PWr),
2. Osadzanie dolnej warstwy separującej n-In_{0,53}Ga_{0,47}As:Si, rdzenia lasera na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs oraz górnej warstwy separującej n-In_{0,53}Ga_{0,47}As:Si (firma VIGO),
3. Epitaksja górnej warstwy ograniczającej n-InP:Si oraz wysokodomieszkowanej warstwy podkontaktowej n⁺-InP:Si (PWr).

Po osadzeniu dolnej warstwy ograniczającej n-InP:Si struktura była pakowana w atmosferze azotowej w glove box-ie stanowiska epitaksjalnego, a następnie wysłana do firmy VIGO. W kolejnym etapie osadzono warstwę separującą n-In_{0,53}Ga_{0,47}As:Si, rdzeń lasera na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs oraz górną warstwę separującą n-In_{0,53}Ga_{0,47}As:Si. Następnie struktura była pakowana w analogiczny sposób j/w i wracała na Politechnikę Wrocławską,

gdzie osadzono górną warstwę ograniczającą n-InP:Si oraz warstwę podkontaktową n⁺-InP:Si. Tak przygotowana i opisana struktura w kolejnym etapie została wysłana na processing oraz pomiary struktur przyrządowych do Sieć Badawcza Łukasiewicz IMiF w Warszawie

Parametry wytworzonych struktur epitaksjalnych, standardowej konstrukcji lasera QCL (próbka referencyjna - Standard) oraz z gradientowym rozkładem domieszki w dwóch warstwach ograniczających (rozkład typu B sinus - Gradient), zestawiono w tabeli 10.

Tabela 10. Parametry wytworzonych struktur epitaksjalnych, standardowej konstrukcji lasera QCL (Standard) oraz z gradientowym domieszkowaniem typu B sinus w dolnej i górnej warstwy ograniczającej (Gradient - kolor czerwony), z uwzględnieniem podziału na wykonawcze grupy naukowe (PW_r, VIGO).

Rola warstw (grupa naukowa)	Material	Struktura standardowa (Standard)	Struktura z gradientem domieszki (Gradient)
Warstwa podkontaktowa (PW _r)	n ⁺ -InP:Si	0,5 μm - n ~ 1×10 ¹⁹ cm ⁻³	
Górna warstwa ograniczająca (PW _r)	n-InP:Si	<p>Obszar B 1 μm - n ~ 1×10¹⁷ cm⁻³</p> <p>Obszar A 1 μm - n ~ 3×10¹⁶ cm⁻³</p>	<p>Obszar B 1 μm - n ~ 3×10¹⁶ cm⁻³ sin³ → 1×10¹⁷ cm⁻³</p> <p>Obszar A 1 μm - n ~ 3×10¹⁶ cm⁻³</p>
Warstwa separująca (VIGO)	n-InGaAs:Si	500 nm	
Rdzeń (VIGO)	Częściowo domieszkowany InGaAs/ AlInAs	30 kaskad	
Warstwa separująca (VIGO)	n-InGaAs:Si	500 nm	
Dolna warstwa ograniczająca (PW _r)	n-InP:Si	<p>Obszar A 1 μm - n ~ 3×10¹⁶ cm⁻³</p> <p>Obszar B 1 μm - n ~ 1×10¹⁷ cm⁻³</p>	<p>Obszar A 1 μm - n ~ 3×10¹⁶ cm⁻³</p> <p>Obszar B 1 μm - n ~ 3×10¹⁶ cm⁻³ sin³ → 1×10¹⁷ cm⁻³</p>

Modelowanie obu wytworzonych struktur epitaksjalnych przedstawiono w rozdziale 3.1.3.1 (Rys. 3.18 – struktura standardowa, Rys. 3.20 a – struktura z gradientowym domieszkowaniem typu B sinus w dwóch warstwach ograniczających). W celu przypomnienia, uzyskane wyniki modelowania zestawiono w tabeli 11.

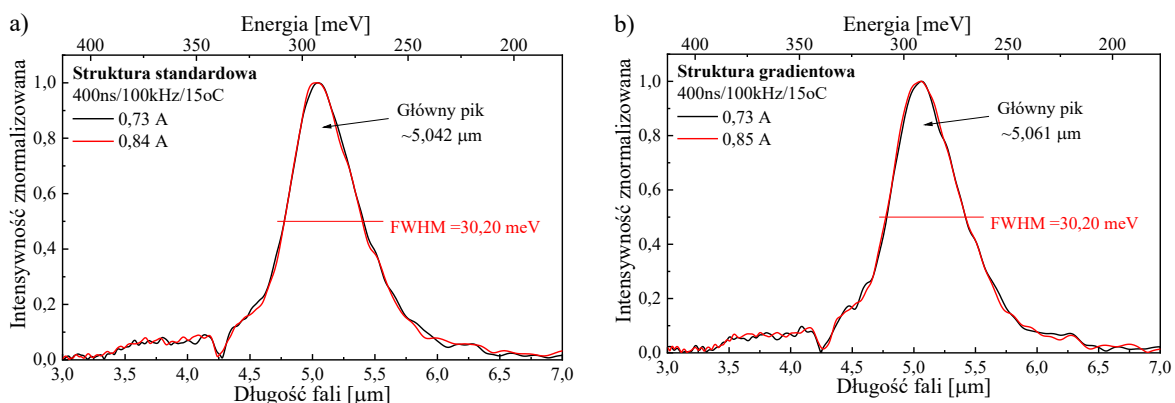
Tabela 11. Zestawienie wyników modelowania struktur QCL - standardowej oraz z gradientowym rozkładem domieszki typu B sinus w dwóch warstwach ograniczających.

Parametr	Rozkład domieszki	Standard	Rozkład B sinus
Γ_E		65,31%	65,31%
g_{th}		6,89 cm ⁻¹	6,87 cm⁻¹
α		4,46 cm ⁻¹	4,45 cm⁻¹
δ		14,64	14,68

Na podstawie otrzymanych wyników stwierdzono, że wartość współczynnika Γ_E nie ulega zmianie, wartość wzmocnienia progowego g_{th} oraz strat falowodowych α nieznacznie się zmniejsza, co skutkuje zwiększeniem wskaźnika jakości δ z wartości 14,64 do 14,68.

7.2.2 Pomiary parametrów użytkowych wytworzonych struktur przyrządowych QCL

Na bazie wytworzonych struktur epitaksjalnych (standardowej i z gradientem domieszki B sinus w dwóch warstwach ograniczających), wykonano testowe struktury laserów QCL o długości rezonatora $L = 2$ mm i szerokości kontaktu paskowego $D = 26,5$ μm oraz przeprowadzono ich kompleksowe badania (Sieć Badawcza Łukasiewicz IMiF, Warszawa). W pierwszej kolejności zmierzono widma elektroluminescencji EL obu struktur, w takich samych warunkach jak wcześniejsze przyrządy QCL (rozdz. 7.1.2, Rys. 7.3), a uzyskane wyniki przedstawiono na rysunku 7.5.

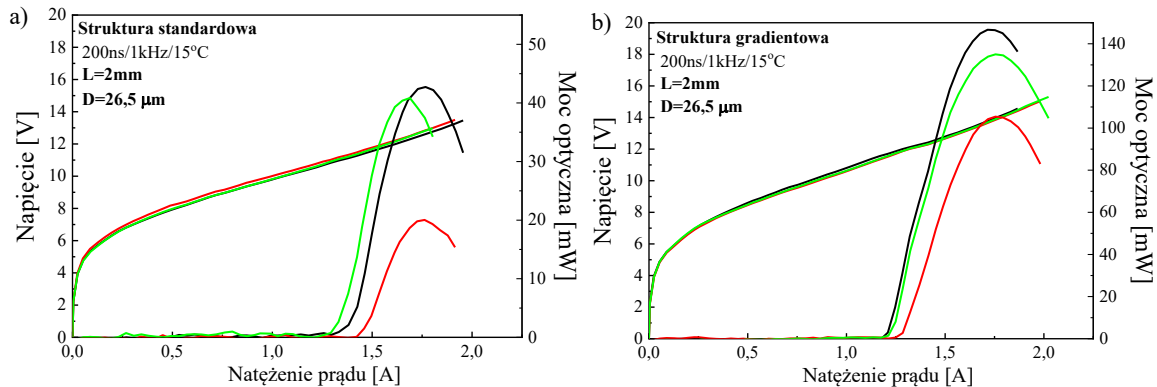


Rys. 7.5. Wyniki pomiarów widm elektroluminescencji dwóch laserowych struktur testowych:

a) standardowej, b) z gradientowym rozkładem domieszkowania typu B sinus w dwóch warstwach ograniczających. [IMiF – Sieć Badawcza Łukasiewicz

Na podstawie zmierzonych widm stwierdzono, że ich poszerzenie jest jednakowe ($FWHM = 30,2 \text{ meV}$) a maksimum emisji zbliżone i wynosi $5,042 \mu\text{m}$ oraz $5,061 \mu\text{m}$, odpowiednio dla konstrukcji standardowej i z gradientowym domieszkowaniem typu B sinus w warstwach ograniczających.

W kolejnym etapie wykonano pomiary charakterystyk L-I-V. Zmierzono trzy struktury przyrządowe dla każdej próbki (standardowej oraz gradientowej), aby ocenić jakość i poziom dokładności wykonania processingu. Wszystkie pomiary przeprowadzono w jednakowych warunkach, aby umożliwić analizę porównawczą. Uzyskane wyniki pokazano na rysunku 7.6.

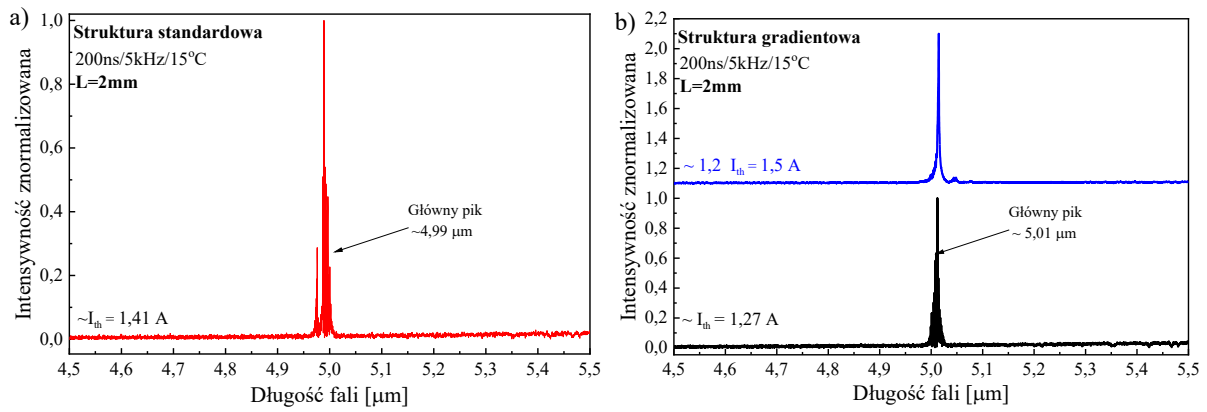


Rys. 7.6. Charakterystyki elektrooptyczne L-I-V wytworzonych testowych struktur laserowych: a) standardowej, b) gradientowej z warstwami ograniczającymi o rozkładzie domieszki typu B sinus.

[IMiF – Sieć Badawcza Łukasiewicz]

W wypadku standardowej konstrukcji QCL, maksymalna moc optyczna zawiera się w zakresie $20 \div 40 \text{ mW}$, natomiast dla struktury z gradientowym domieszkowaniem warstw ograniczających jest ponad 3-krotnie większa i mieści się w przedziale $100 \div 150 \text{ mW}$. Dla próbek z odnotowaną największą mocą optyczną (czarna krzywa) wyznaczono wartość prądu progowego. W wypadku struktury standardowej wynosi ona $j_{th} = 1,29 \text{ A}$ ($2,43 \text{ kA/cm}^2$), natomiast dla gradientowej $j_{th} = 1,17 \text{ A}$ ($2,21 \text{ kA/cm}^2$), co przekłada się na 10% spadek wartości parametru j_{th} dla zmodyfikowanej konstrukcji.

W ostatnim etapie zmierzono charakterystyki spektralne wytworzonych testowych struktur laserowych, które pokazano na rysunku 7.7.



Rys. 7.7. Charakterystyki spektralne wytworzonych testowych struktur laserowych: a) standardowej, b) z gradientowym rozkładem domieszki typu B sinus w warstwach ograniczających. [IMiF – Sieć Badawcza Łukasiewicz]

Analizując zarejestrowane widma, można jednoznacznie stwierdzić, że struktura z zaproponowanym gradientowym rozkładem domieszki w warstwach ograniczających cechuje się znacznie węższym widmem $FWHM = 4,5$ nm w stosunku do konstrukcji klasycznej $FWHM = 6,1$ nm, praktycznie dla prądu zasilania ok. 1,5 A jest to jedna linia emisyjna (kolor niebieski na Rys. 7.7b). Obydwie struktury przyrządowe pracują praktycznie na tej samej długości fali tzn. $4,99 \mu\text{m}$ i $5,01 \mu\text{m}$, odpowiednio dla konstrukcji standardowej i gradientowej.

Podstawowe parametry przyrządowe R_s , j_{th} , P_{max} , $FWHM$, λ , wyznaczone na podstawie zmierzonych charakterystyk L-I-V i spektralnych, zamieszczono w tabeli 12.

Tabela 12. Parametry użytkowe wytworzonych testowych struktur przyrządowych QCL (standardowej - Standard oraz z gradientowym rozkładem domieszki typu B sinus w dwóch warstwach ograniczających - Gradient), wyznaczone na podstawie analizy charakterystyk L-I-V oraz spektralnych.

Struktura standardowa (Standard)	Struktura z gradientem domieszki (Gradient)
$R_s = 1,75 \Omega$	$R_s = 1,5 \Omega$
$j_{th} = 1,17 \text{ A (} 2,21 \text{ kAcm}^{-2}\text{)}$	$j_{th} = 1,29 \text{ A (} 2,43 \text{ kAcm}^{-2}\text{)}$
$P_{max} = 43 \text{ mW}$	$P_{max} = 147 \text{ mW}$
$FWHM = 6,1 \text{ nm}$	$FWHM = 4,5 \text{ nm}$
$\lambda = 4,99 \mu\text{m}$	$\lambda = 5,01 \mu\text{m}$

7.3. Analiza wpływu zaproponowanej nowej koncepcji falowodów gradientowych na parametry użytkowe laserów QCL

W ramach weryfikacji technologicznej wyników symulacji różnych konfiguracji falowodów dla laserów QCL, wykonano **dwie serie testowych struktur przyrządowych**:

1. dwie struktury laserowe opisane w rozdz. 7.1.1 (tabela 8): **standardową** – referencyjną (Rys.7.1a) oraz z wprowadzonymi zmianami grubości i domieszkowania (**rozkład typu B sinus**) w obszarze **górnej warstwy ograniczającej** - nazwana strukturą **gradientową** (Rys.7.1b),
2. dwie struktury laserowe opisane w rozdz. 7.2.1 (tabela 10): **standardową** – referencyjną z cieńszymi warstwami ograniczającymi (Rys.3.18) oraz z **dolną i górną warstwą ograniczającą o rozkładzie domieszkowania typu B sinus** - nazwana strukturą **gradientową** (Rys.3.20a).

Analizując wyniki przeprowadzonych badań w **ramach serii 1** stwierdzono, że zaproponowane zmiany w strukturze gradientowej w stosunku do konstrukcji standardowej jak:

- zmniejszenie grubości górnej warstwy ograniczającej z 3 do 2 μm ,
- zwiększenie poziomów domieszkowania ($3 \times 10^{16} \rightarrow 6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $1 \times 10^{17} \rightarrow 6 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) obszarze A oraz B w górnej warstwie ograniczającej,
- wprowadzenie rozkładu B sinus w obszarze górnej warstwy ograniczającej,

miały korzystny wpływ na parametry użytkowe struktury laserowej, skutkujące:

- zmniejszeniem rezystancji szeregowej przyrządu R_s o 25%,
- obniżeniem prądu progowego j_{th} o 7%,
- węższym o ponad 40% (*FWHM*) widmem emisyjnym,
- lepszą zgodnością emisji $\lambda = 5,26 \mu\text{m}$ z projektowaną długością fali ($\lambda = 5,25 \mu\text{m}$).

Wynikające z modelowania teoretyczne zmniejszenie wartości rezystancji szeregowej przyrządu wynoszące $\sim 20\%$ jest zgodne z wynikami pomiarów rezystancji szeregowej wykonanych testowych struktur laserowych w ramach serii 1 (zmniejszenie R_s o 25%), co potwierdza użyteczność zaproponowanej metodologii modelowania w rozprawie doktorskiej.

W związku z tym zdecydowano się na wytworzenie kolejnej serii struktur przyrządowych QCL (seria 2), w której konstrukcja standardowa zawierała cieńsze warstwy ograniczające, dopasowane do rozkładu modu optycznego (grubości zmniejszono z 3 μm do 2 μm), natomiast poziomy domieszkowania zachowano takie same jak w strukturze standardowej z serii 1. Z kolei w strukturze gradientowej serii 2, rozkład domieszkowania B sinus wprowadzono

w obu warstwach ograniczających, przy zmniejszonych grubościach do 2 μm jak w strukturze standardowej.

Analiza wyników przeprowadzonych badań w ramach serii 2 wykazała, że zastosowanie gradientowego domieszkowania typu B sinus w obrębie dwóch warstw ograniczających miała korzystny wpływ na parametry użytkowe lasera QCL, w stosunku do struktury standardowej. Modyfikacja rozkładu domieszkowania przyczyniła się do:

- zmniejszenia rezystancji szeregowej R_s przyrzędu o 14%,
- obniżenia wartości prądu progowego j_{th} z 1,29 A do 1,17 A - spadek o 10%,
- znacznego zwiększenia maksymalnej mocy emisyjnej P_{max} z 43 mW na 147 mW
 - wzrost o 342%,
- mniejszego poszerzenia ($FWHM$) widma emisyjnego z 6,1 nm do 4,5 nm
 - zmniejszenie o 26%,
- większej czystości spektralnej lasera o konstrukcji gradientowej w stosunku do struktury standardowej.

Podsumowując wyniki pomiarów struktur laserowych QCL, wytworzonych w ramach obu serii stwierdzono, że:

- struktura standardowa z serii 2 (cieńsze warstwy ograniczające w stosunku do serii 1) charakteryzuje się lepszymi parametrami użytkowymi niż ta sama struktura z serii 1,
- możliwe jest wykonanie działających poprawnie laserów QCL z gradientowo domieszkowanymi warstwami ograniczającymi,
- gradientowa struktura laserowa otrzymana w ramach serii 2 cechuje się lepszymi parametrami użytkowymi w stosunku do struktury standardowej tej samej serii,
- wprowadzenie gradientowego rozkładu domieszki typu B sinus w obu warstwach ograniczających ma korzystny wpływ na pracę przyrzędu.

8. Podsumowanie i wnioski końcowe

Kwantowy laser kaskadowy jest niewątpliwie jednym z najbardziej zaawansowanych emitatorów promieniowania zarówno pod względem konstrukcyjnym, jak i technologicznym. Proces wytwarzania lasera QCL jest złożony i obejmuje modelowanie teoretyczne, technologię osadzania wyrafinowanej struktury epitaksjalnej oraz skomplikowany processing. W związku z tym, opracowanie technologii kwantowego lasera kaskadowego wymaga specjalistycznego oprogramowania, umożliwiającego modelowanie zaprojektowanych struktur, clean-room'u ze stanowiskiem epitaksjalnym z subnanometrową kontrolą wzrostu oraz infrastruktury niezbędnej do wykonania struktur przyrządowych, po montaż gotowych laserów w obudowie. Oczywiście niezbędna jest także kompleksowa charakteryzacja wytwarzanych struktur na każdym etapie procesu technologicznego, po pomiar parametrów użytkowych przyrządów.

Autorka, w przedstawionej pracy doktorskiej, skoncentrowała się przede wszystkim na modelowaniu nowych konstrukcji lasera QCL z zastosowaniem gradientowego rozkładu domieszkowania w obrębie warstw ograniczających oraz weryfikacji technologicznej uzyskanych wyników. Zdefiniowano główny cel pracy:

Opracowanie podstaw teoretycznych i weryfikacja technologiczna nowej konstrukcji lasera kaskadowego, w której zaproponowano warstwy ograniczające o gradientowym rozkładzie domieszki donorowej, w celu uzyskania optymalnego profilu zespolonego współczynnika załamania.

Badania przeprowadzone przez Autorkę rozprawy w ramach poszczególnych zadań szczegółowych, pozwoliły na:

- **Opracowanie zależności zespolonego współczynnika załamania domieszkowanych warstw InP w funkcji poziomu koncentracji domieszki donorowej, dla dwóch długości fal $\lambda = 5 \mu\text{m}$ oraz $9 \mu\text{m}$.** Brak wspomnianych zależności w literaturze naukowej spowodowany jest ograniczonym dostępem do urządzeń pomiarowych np. elipsometru pracującego w zakresie średniej podczerwieni. W związku z tym, wymienioną zależność wyznaczono numerycznie, w formie skryptu dołączonego do oprogramowania **PLaSK**. Opracowanie korelacji między zespolonym współczynnikiem załamania a poziomem koncentracji domieszki w warstwach InP typu n było niezbędne do przeprowadzenia modelowania struktur laserowych QCL na bazie heterostruktury InP/InGaAs/AlInAs (współpraca z PŁ).
- **Stworzenie skryptu do programu PLaSK, umożliwiającego wyznaczenie podstawowych parametrów lasera jak: Γ_E , α , g_{th} oraz j_{th} .** Wyliczenie wartości tych

parametrów pozwoliło na przeprowadzenie analizy porównawczej pomiędzy różnymi konstrukcjami falowodów laserów QCL, a także usprawnienie samego procesu modelowania np. badanie wpływu grubości warstwy separującej lub ograniczającej na dwa parametry laserowe jednocześnie (współpraca z PŁ).

- **Utworzenie skryptu do programu PLaSK, umożliwiającego wyznaczenie podstawowych parametrów lasera dla konstrukcji z domieszkowaniem gradientowym**, dzięki czemu możliwe było modelowanie warstw ograniczających z rozkładem domieszki: skokowym (stałe stopnie domieszkowania), liniowym lub sinusoidalnym. Umożliwiło to Autorce zdefiniować optymalny rozkład domieszkowania warstw ograniczających struktury epitaksjalnej lasera QCL, zapewniający jego najlepsze parametry (współpraca z PŁ).
- **Opracowanie metodologii modelowania struktur laserowych QCL na bazie heterostruktury InP/InGaAs/AlInAs, ze szczególnym uwzględnieniem warstw domieszkowanych w sposób gradientowy**. W pierwszej kolejności optymalizowano grubość warstw separujących, następnie grubości i poziom domieszkowania warstw ograniczających, a w ostatnim kroku profil domieszkowania warstw ograniczających.
- **Wyznaczenie optymalnych parametrów warstw separujących laserów QCL, zaprojektowanych do emisji promieniowania o długości $\lambda = 5 \mu\text{m}$ oraz $\lambda = 9 \mu\text{m}$** . Na podstawie przeprowadzonego modelowania stwierdzono, że **optymalna grubość warstwy separującej InGaAs lasera QCL, ze względu na najmniejsze optyczne wzmocnienie progowe g_{th} , wynosi 310 nm i 1120 nm**, odpowiednio dla fali o długości 5 μm i 9 μm .
- **Zdefiniowanie optymalnej grubości warstw ograniczających laserów QCL zaprojektowanych do emisji promieniowania o długości $\lambda = 5 \mu\text{m}$ oraz $\lambda = 9 \mu\text{m}$** . Grubość warstwy ograniczającej powinna być dopasowana do rozkładu modu optycznego w strukturze QCL. Na tej podstawie wyznaczono optymalną grubość warstw ograniczających dla laserów o emisji 5 μm i 9 μm , która powinna wynosić odpowiednio 2 μm i 3 μm .
- **Wyznaczenie poziomu i rozkładu domieszkowania w warstwach ograniczających laserów QCL zaprojektowanych na długość fali $\lambda = 5 \mu\text{m}$ oraz 9 μm** . W wypadku obu konstrukcji zdefiniowano następujące poziomy i profile domieszkowania: **obszar A** domieszkowany na stałym poziomie – $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, **obszar B** – rozkład domieszki typu **B sinus** w zakresie $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3} \div 1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

- **Opracowanie krzywych kalibracyjnych stanowiska epitaksjalnego dotyczących wzrostu związków trójskładnikowych $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ oraz $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$.** Związki te są bazą rdzenia kwantowego lasera kaskadowego, zaprojektowanego na długość fali $\lambda = 9 \mu\text{m}$, dodatkowo $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ jest materiałem warstwy separującej. Wykonano serię struktur testowych zmieniając parametry epitaksji $V_{H2/TMGa}$ i $V_{H2/TMAI}$, co pozwoliło na wyznaczenie krzywych kalibracyjnych stosowanego systemu epitaksjalnego oraz określenie korelacji pomiędzy wartościami przepływów $V_{H2/TMGa}$ i $V_{H2/TMAI}$ a niedopasowaniem sieciowym (pomiar HRXRD) warstw InGaAs i AlInAs . Wzrost warstw **$\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$ i $\text{Al}_{0,48}\text{In}_{0,52}\text{As}$** w pełni dopasowanych do InP , gwarantują odpowiednio wartości przepływów $V_{H2/TMGa} = 3,04 \text{ ml/min}$, oraz $V_{H2/TMAI} = 13,4 \text{ ml/min}$. Krzywe kalibracyjne wyznaczone na podstawie badań HRXRD powiązano z wynikami pomiarów optycznych (widma PL).
- **Opracowanie metodologii modelowania przejść optycznych w wielokrotnych studniach kwantowych oraz w testowej strukturze rdzenia lasera QCL na bazie heterostruktury InGaAs/AlInAs .** Obliczenie teoretycznej energii przejścia optycznego w układach kwantowych MQW i porównanie jej z energią przejścia zarejestrowanego na mierzonym widmie PL, pozwoliło na znaczące usprawnienie procesu technologicznego. Dzięki temu możliwa była szybka weryfikacja parametrów otrzymanych struktur epitaksjalnych z założeniami projektowymi za pomocą dwóch niezależnych metod pomiarowych (PL oraz HRXRD).
- **Określenie wpływu temperatury osadzania górnej warstwy ograniczającej na strukturę rdzenia lasera za pomocą pomiarów widm PL.** Autorka wykonała pomiary widm PL i zbadała zależność intensywności fotoluminescencji testowych struktur rdzenia lasera QCL z górną warstwą ograniczającą (tzw. claddingiem) osadzaną w różnych temperaturach (600, 645 oraz 680°C), od mocy pobudzenia, w celu weryfikacji jakości interfejsów w strukturze. Liniowa zależność została zaobserwowana w próbce z warstwą ograniczającą osadzaną w 600 oraz 645°C, co może świadczyć o ostrych interfejsach w obszarze rdzenia.
- **Skorelowanie temperatury osadzania górnego claddingu z naprężeniami występującymi w rdzeniu lasera QCL na podstawie analizy widm Ramana, mierzonych z krawędzi struktur testowych.** Na podstawie przesunięć linii fononowych TO InAs, obserwowanych w widmach struktur wygrzewanych w stosunku do niewygrzewanej próbki referencyjnej, określono wartość naprężeń w obszarze rdzenia. **Największą wartość naprężeń $\sigma = 657 \text{ MPa}$ wyznaczono dla próbki z górną**

warstwą ograniczającą osadzaną w tej samej temperaturze, co rdzeń lasera (645°C), a najmniejszą $\sigma = -16$ MPa dla struktury wygrzewanej w 680°C. Zauważono także, że korelacja wyznaczonego naprężenia oraz temperatury osadzania górnej warstwy ograniczającej jest niemonotoniczna i wraz ze zmianą temperatury zmienia się zarówno wartość, jak i charakter naprężeń.

- **Ocenę jakości interfejsów w testowych strukturach laserowych za pomocą mikroskopii transmisyjnej TEM.** Ostateczną weryfikacją wpływu temperatury osadzania górnej warstwy ograniczającej na strukturę rdzenia były pomiary obrazów TEM wykonane przy współpracy z prof. Mercedes Gabas z Uniwersytetu w Maladze. Obrazy TEM potwierdziły we wszystkich badanych próbkach wysoką jakość interfejsów zarówno w obszarze rdzenia, jak i na granicy pomiędzy rdzeniem a warstwą ograniczającą.
- **Wyznaczenie optymalnej temperatury wzrostu górnego claddingu.** Na podstawie przeprowadzonej analizy wyników pomiarów PL, widm Ramana oraz obrazów TEM określono optymalną temperaturę wzrostu górnej warstwy ograniczającej $T_g = 645^\circ\text{C}$. Zapewnia ona przeprowadzenie wzrostu całej struktury epitaksjalnej QCL w stałej temperaturze, liniową zależność intensywności PL od mocy pobudzenia oraz wysoką jakość interfejsów potwierdzoną obrazami TEM.
- **Opracowanie technologii warstw n-InP:Si, domieszkowanych w sposób gradientowy.** Uzyskano kontrolowane i powtarzalne rozkłady domieszkowania warstw epitaksjalnych n-InP:Si – liniowe oraz sinusoidalne. Jako źródło domieszki stosowano disilan, którego przepływ zmieniano w czasie procesu według zaproponowanej procedury dostosowanej do projektowanego rozkładu domieszkowania. Zastosowane źródło Si_2H_6 zapewnia domieszkowanie warstw ograniczających n-InP:Si w sposób gradientowy w zakresie $1 \times 10^{16} \div 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, wymagany w konstrukcjach laserów QCL.

Najważniejszym osiągnięciem rozprawy doktorskiej było przeprowadzenie weryfikacji technologicznej modelowanych struktur laserowych o emisji 5 μm , przez wytworzenie struktur przyrządowych QCL z gradientowo domieszkowanymi warstwami ograniczającymi. Wykonano dwie serie testowych struktur laserowych: pierwszą w technologii hybrydowej (MBE+LP-MOVPE), drugą całkowicie w technologii LP-MOVPE. W ramach każdej serii wytworzono dwie struktury: **standardową** (schodkowy rozkład

domieszki) oraz **gradientową** (z rozkładem domieszki typu B sinus). **Wszystkie testowe przyrządy emitowały zakładaną długość fali ok. 5 μm .**

W ramach pierwszej serii wykonanej w technologii hybrydowej, **w strukturze z gradientowym rozkładem domieszki typu B sinus jedynie w obszarze górnej warstwy ograniczającej** uzyskano **zmniejszenie wartości gęstości prądu progowego o 7%, zmniejszenie rezystancji szeregowej o 25%, węższe o 40% widmo emisyjne oraz lepszą zgodność z projektowaną długością fali w stosunku do struktury standardowej** (ze schodkowym rozkładem domieszki). Tym samym udowodniono, że warstwy domieszkowane w sposób gradientowy mogą być z powodzeniem stosowane w konstrukcjach tak złożonych przyrządów jak kwantowe lasery kaskadowe.

W ramach drugiej serii, wykonanej całkowicie w technologii LP-MOVPE **wprowadzono gradientowy rozkład domieszki typu B sinus w obu warstwach ograniczających, których grubość dopasowano do rozkładu modu optycznego w strukturze QCL.** Także w tych przyrządach **struktura z gradientowym rozkładem domieszki** charakteryzowała się **lepszymi parametrami użytkowymi w stosunku do konstrukcji standardowej.** Uzyskano **zmniejszenie wartości prądu progowego o 10%, zwiększenie maksymalnej mocy o 343%, węższe widmo emisyjne i większą czystość spektralną.**

Przedstawione wyniki prac badawczych, wykonanie oraz pomiary parametrów użytkowych testowych struktur laserowych, według projektu Autorki rozprawy, opartego na analizie przeprowadzonego modelowania, potwierdziło korzystny wpływ zaproponowanej nowej konstrukcji falowodów gradientowych na pracę wytworzonych laserów. Potwierdzono zasadność wprowadzenia domieszki o rozkładzie gradientowym do warstw ograniczających emiterów QCL i osiągnięto główny cel pracy.

Bibliografia

- [1] D Jung *et al* 2017 *J. Opt.* **19** 12300
- [2] Popa, D.; Udrea, F. Towards Integrated Mid-Infrared Gas Sensors. *Sensors* **2019**, *19*, 2076. <https://doi.org/10.3390/s19092076>
- [3] V. Torrelli *et al.*, "Modeling carrier transport in mid-infrared VCSELs with type-II superlattices and tunnel junctions," *2022 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*, 2022, pp. 55-56, doi: 10.1109/NUSOD54938.2022.9894782.
- [4] Ruijun Wang*, Philipp Täschler, Zhixin Wang, Emilio Gini, Mattias Beck, and Jérôme Faist, *ACS Photonics* 2022, 9, 2, 426–431
- [5] Slivken, S.; Razeghi, M. High Power Mid-Infrared Quantum Cascade Lasers Grown on GaAs. *Photonics* **2022**, 9, 231. <https://doi.org/10.3390/photonics9040231>
- [6] Ma, Y.; Ding, K.; Wei, L.; Li, X.; Shi, J.; Li, Z.; Qu, Y.; Li, L.; Qiao, Z.; Liu, G.; Zeng, L.; Xu, D. Research on Mid-Infrared External Cavity Quantum Cascade Lasers and Applications. *Crystals* **2022**, *12*, 1564. <https://doi.org/10.3390/cryst12111564>
- [7] J. Popp *et al.*, "Modeling of THz Comb Emission in Difference-Frequency Quantum Cascade Lasers," *2022 International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices (NUSOD)*, 2022, pp. 63-64, doi: 10.1109/NUSOD54938.2022.9894839.
- [8] Werle, P., Slemr, F., Maurer, K., Kormann, R., Mücke, R., & Jänker, B. (2002). *Near- and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis. Optics and Lasers in Engineering*, 37(2-3), 101–114.
- [9] Thomas Töpfer, Konstantin P. Petrov, Yasuharu Mine, Dieter Jundt, Robert F. Curl, and Frank K. Tittel, "Room-temperature mid-infrared laser sensor for trace gas detection," *Appl. Opt.* **36**, 8042-8049 (1997)
- [10] Nelson, J. S., McCullough, J. L., Glenn, T. C., Wright, W. H., Liaw, L.-H. L., & Jacques, S. L. (1991). Mid-Infrared Laser Ablation of Stratum Corneum Enhances In Vitro Percutaneous Transport of Drugs. *Journal of Investigative Dermatology*, 97(5), 874–879.
- [11] Allerman, A. A., Biefeld, R. M., & Kurtz, S. R. (1996). *InAsSb-based mid-infrared lasers (3.8–3.9 μm) and light-emitting diodes with AlAsSb claddings and semimetal electron injection, grown by metalorganic chemical vapor deposition. Applied Physics Letters*, 69(4), 465–467.
- [12] R.Michalzik, (2012). *VCSEL Fundamentals. VCSELs*, 19–75

- [13] Seurin, J.-F., Xu, G., Khalfin, V., Miglo, A., Wynn, J. D., Pradhan, P., ... D'Asaro, L. A. (2009). *Progress in high-power high-efficiency VCSEL arrays. Vertical-Cavity Surface-Emitting Lasers XIII*.
- [14] Koyama, F. (2014). *Advances and new functions of VCSEL photonics. Optical Review*, 21(6), 893–904.
- [15] R. Sarzała, W. Nakawski, Początek i rozwój półprzewodnikowych laserów VCSEL, Przegląd Elektrotechniczny, R. 93 NR 8, 2017.
- [16] M. C. Larson *et al.*, "GaInNAs-GaAs long-wavelength vertical-cavity surface-emitting laser diodes," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 10, no. 2, pp. 188-190, Feb. 1998, doi: 10.1109/68.655353.
- [17] K O Voropaev *et al* 2020 *J. Phys.: Conf. Ser.* **1658** 012069
- [18] M. Yoshikawa, A. Murakami, J. Sakurai, H. Nakayama and T. Nakamura, "High power VCSEL devices for free space optical communications," *Proceedings Electronic Components and Technology, 2005. ECTC '05.*, 2005, pp. 1353-1358 Vol. 2, doi: 10.1109/ECTC.2005.1441445.
- [19] Kroner, A., May, J. F., Kardosh, I., Rinaldi, F., Roscher, H., & Michalzik, R. (2006). Novel concepts of vertical-cavity laser-based optical traps for biomedical applications. *Biophotonics and New Therapy Frontiers*. doi:10.1117/12.662458
- [20] L. Lan, J. Chen, X. Zhao and H. Ghasemifard, "VCSEL-Based Atmospheric Trace Gas Sensor Using First Harmonic Detection," in *IEEE Sensors Journal*, vol. 19, no. 13, pp. 4923-4931, 1 July 2019, doi: 10.1109/JSEN.2019.2901793.
- [21] R. Q. Yang, C. J. Hill, B. Yang, J. K. Liu, *Appl. Phys. Lett.* 83, 2109 (2003).
- [22] C. J. Hill, B. Yang, R. Q. Yang, *Physica E* 20, 486 (2004).
- [23] R. Q. Yang, C. J. Hill, B. Yang, C. M. Wong, R. Muller and P. Echternach, *Appl. Phys. Lett.* 84, 3699 (2004).
- [24] J. L. Bradshaw, *et al.*, *Physica E* 20, 479 (2004).
- [25] R. Q. Yang, C. J. Hill, B. Yang, C. M. Wong, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 16, 987 (2004).
- [26] C. J. Hill, C. M. Wong, B. Yang, R. Q. Yang, *Electronics Lett.* 40, 878 (2004).
- [27] R. Q. Yang, C. J. Hill, L. E. Christensen, C. R. Webster, *Proc. SPIE* 5624, 413 (2005).
- [28] C. J. Hill, and R. Q. Yang, *J. Crystal Growth* 278, 167 (2005).

- [29] R. Q. Yang, C. J. Hill, B. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 151109 (2005)
- [30] Yang, R. Q. (1995). "Infrared Laser based on Intersubband Transitions in Quantum Wells". *Superlattices and Microstructures*. **17** (1): 77–83
- [31] Janiak, F., Motyka, M., Sęk, G., Dyksik, M., Ryczko, K., Misiewicz, J., ... Patriarche, G. (2013). *Effect of arsenic on the optical properties of GaSb-based type II quantum wells with quaternary GaInAsSb layers*. *Journal of Applied Physics*, *114*(22), 223510.
- [32] Meyer, J.R.; Bewley, W.W.; Canedy, C.L.; Kim, C.S.; Kim, M.; Merritt, C.D.; Vurgaftman, I. The Interband Cascade Laser. *Photonics* **2020**, *7*, 75.
<https://doi.org/10.3390/photonics7030075>
- [33] R. Q. Yang, C. J. Hill, B. Yang, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 151109 (2005). To samo co 10
- [34] M. Horstjann, et al., *Appl. Phys. B* **79**, 799(2004)
- [35] Yang, R. Q., Hill, C. J., & Qiu, Y. (2005). *Mid-IR Interband Cascade Lasers*. *MRS Proceedings*, *891*. doi:10.1557/proc-0891-ee01-06
- [36] Vurgaftman, I., Bewley, W. W., Merritt, C. D., Canedy, C. L., Kim, C. S., Abell, J., ... Kim, M. (2012). *Physics of interband cascade lasers*. *Quantum Sensing and Nanophotonic Devices IX*. doi:10.1117/12.914577
- [37] J. S. Li, W. Chen & H. Fischer (2013) Quantum Cascade Laser Spectrometry Techniques: A New Trend in Atmospheric Chemistry, *Applied Spectroscopy Reviews*, *48*:7, 523-559,
- [38] Schwaighofer, A., Brandstetter, M., & Lendl, B. (2017). Quantum cascade lasers (QCLs) in biomedical spectroscopy. *Chemical Society Reviews*, *46*(19), 5903–5924.
- [39] Yufei Ma, Rafał Lewicki, Manijeh Razeghi, and Frank K. Tittel, "QEPAS based ppb-level detection of CO and N₂O using a high power CW DFB-QCL," *Opt. Express* *21*, 1008-1019 (2013)
- [40] Abramov, P. I., Kuznetsov, E. V., Skvortsov, L. A., & Skvortsova, M. I. (2019). Quantum-Cascade Lasers in Medicine and Biology (Review). *Journal of Applied Spectroscopy*.
- [41] E. V. Stepanov and V. A. Milyaev, *Kvantovaya Élektron.*, **32**, No. 11, 987–992 (2002)
- [42] A. Schwaighofer, M. Brandstetter, and B. Lendl, *Chem. Soc. Rev.*, **46**, No. 19, 5903–5924 (2017).
- [43] K. Wörle, F. Seichter, A. Wilk, C. Armacost, T. Day, M. Godejohann, U. Wachter, and B. Mizaikoff, *Analyt. Chem.*, **85**, No. 5, 2697–2702 (2013).

- [44] C. Wang and P. Sahay, *Sensors*, 9, No. 10, 8230–8262 (2009).
- [45] V. Spagnolo, R. Lewicki, L. Dong, and F. K. Tittel, *Proc. 2011 IEEE International Workshop on Medical Measurements and Applications (MeMeA)*, 332–335 (2011).
- [46] T. H. Risby and F. K. Tittel, *Opt. Eng.*, 49, 111123–111137 (2010).
- [47] J. H. Shorter, D. D. Nelson, J. B. McManus, M. S. Zahniser, and D. K. Milton, *IEEE Sens. J.*, 10, No. 1, 76–84
- [48] K. Hashimura, K. Ishii, N. Akikusa, T. Edamura, H. Yoshida, and K. Awazu, *Adv. Biomed. Eng.*, 1, 74–80 (2012).
- [49] K. Hashimura, K. Ishii, and K. Awazu, *Opt. Rev.*, 23, No. 2, 299–306 (2016).
- [50] K. D Jung *et al* 2017 *J. Opt.* **19** 123001 Ishii, N. Akikusa, T. Edamura, H. Yoshida, and K. Awazu, *J. Innovat. Opt. Health Sci.*, 7, No. 3, 1450029-1–9 (2014).
- [51] Y. Huang and J. Kang, *Proc. SPIE*, 8209, 82091W (2012)
- [52] A. Schwaighofer, M. Montemurro, S. Freitag, C. Kristament, M. Culzoni, and B. Lendl, *Analyt. Chem.*, 90, No. 11, 7072–7079 (2018).
- [53] S. Kim, F. Hatami, A. Gu, A. Kurian, J. Ford, J. Harris, G. Scalari, and J. Faist, in: *Lasers and Electro-Optics Society, LEOS 2006, 19th Annual Meeting of the IEEE*, 231–232 (2006).
- [54] S. Kim, F. Hatami, G. Harris, A. Kurian, J. Ford, D. King, G. Scalari, M. Giovanny, M. Hoyler, and J. Faist, *Appl. Phys. Lett.*, 88, No. 15, 153903-1–153903-3 (2006).
- [55] C. Kuepper, A. Kallenbach-Thieltges, H. Juette, A. Tannapfel, F. Großerueschkamp, and K. Gerwert, *Sci. Rep. (Nature Publisher Group)*, 8, No. 1, 1–10 (2018).
- [56] D. Zhang, C. Li, C. Zhang, M. Slipchenko, G. Eakins, and J. Cheng, *Sci. Adv.*, 2, No. 9, e1600521-1–7 (2016)
- [57] Tournié, E., & Baranov, A. N. (2012). *Mid-Infrared Semiconductor Lasers. Semiconductors and Semimetals*, 183–226.
- [58] Timothy Day, Michael Pushkarsky, Dave Caffey, Kristen Cecchetti, Ron Arp, Alex Whitmore, Michael Henson, and Eric B. Takeuchi "Quantum cascade lasers for defense and security", *Proc. SPIE 8898, Technologies for Optical Countermeasures X; and High-Power Lasers 2013: Technology and Systems*, 889802 (29 October 2013)
- [59] C. Corsi, "Infrared: A Key Technology for Security Systems," *Adv. Opt. Technol.* 2012, 1–15 (2012)

- [60] M. Joharifar i inni, "High-Speed 9.6- μm Long-Wave Infrared Free- Space Transmission with a Directly-Modulated QCL and a Fully-Passive QCD," in *Journal of Lightwave Technology*, 2022, doi: 10.1109/JLT.2022.3207010.
- [61] Alexandre Delga and Luc Leviandier "Free-space optical communications with quantum cascade lasers", *Proc. SPIE 10926, Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XVI*, 1092617 (1 February 2019)
- [62] Liu, C., Zhai, S., Zhang, J., Zhou, Y., Jia, Z., Liu, F., & Wang, Z. (2015). *Free-space communication based on quantum cascade laser. Journal of Semiconductors*, 36(9), 094009.
- [63] J. Röpcke, S. Glitsch, M. Hübner, N. Lang, D. Lopatik, M. Nägele, and A. Rousseau, "Applications of MIR-Laser Systems for Plasma Diagnostics and Trace Gas Detection in Basic Research and Industry," in *Asia Communications and Photonics Conference*, OSA Technical Digest (online) (Optica Publishing Group, 2012), paper AS1E.3.
- [64] Kuligowski, J., Schwaighofer, A., Alcaráz, M. R., Quintás, G., Mayer, H., Vento, M., & Lendl, B. (2017). External cavity-quantum cascade laser (EC-QCL) spectroscopy for protein analysis in bovine milk. *Analytica Chimica Acta*, 963, 99–105.
- [65] Wilson T. Rawlins, Joel M. Hensley, David M. Sonnenfroh, David B. Oakes, and Mark G. Allen, "Quantum cascade laser sensor for SO₂ and SO₃ for application to combustor exhaust streams," *Appl. Opt.* **44**, 6635-6643 (2005)
- [66] Hieta, T., & Merimaa, M. (2014). Simultaneous detection of SO₂, SO₃ and H₂O using QCL spectrometer for combustion applications. *Applied Physics B*, 117(3), 847–854.
- [67] Consolino L., Cappelli F., de Cumis M. S., De Natale P., QCL-based frequency metrology from the mid-infrared to the THz range: a review" *Nanophotonics*, vol. 8, no. 2, 2019, pp. 181-204.
- [68] R. Kohler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. E. Beere, E. H. Linfield, A. G. Davies, D. A. Ritchie, R. C. Iotti, and F. Rossi. Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417:156–159, 2002
- [69] Evans A., Nguyen J., Slivken S., Yu J.S., Darvish S.R., Razeghi M., Quantum-cascade lasers operating in continuous-wave mode above 90 °C at $\lambda \sim 5.25 \mu\text{m}$, *Appl. Phys. Lett.* 2006, 88, pp. 1–3,
- [70] Krysa, A. B., Revin, D. G., Commin, J. P., Atkins, C. N., Kennedy, K., Yang Qiu, Cockburn, J. W., Room-Temperature GaAs/AlGaAs Quantum Cascade Lasers Grown by Metal–Organic Vapor Phase Epitaxy, *IEEE Photonics Technology Letters* 2011, **23**(12), 774–776.

- [71] Badura M., Biela K., Ściana B., Radziejewicz D., Pucicki D., Dawidowski W., Żelazna K., Kudrawiec R., Tłaczała M., Technology and properties of low-pressure metalorganic vapour phase epitaxy grown InGaAs/AlInAs superlattice for quantum cascade laser applications, *Opt. Appl.* 46, 2016, pp. 241-248
- [72] FAIST, J. *Quantum Cascade Lasers*. 1st ed. Oxford: Oxford University Press, 2013. ISBN 978-0-19-852824-1.
- [73] R. Pecharrroman-Gallego, *An Overview on Quantum Cascade Lasers: Origins and Development. Quantum Cascade Lasers.*, 2017, doi:10.5772/65003
- [74] Gmachl C., Capasso F., Sivco D. L., Cho A. Y., *Recent progress in quantum cascade lasers and applications. Reports on Progress in Physics*, 64(11), 1533–1601, 2001
- [75] Faist J., Capasso F., Sivco D.L., Sirtori C., Hutchinson A.L., Cho A.Y., Quantum cascade laser, *Science* 264 (5158), pp. 553–556, 1994.
- [76] F. Capasso i inni, *Opt. Photonics News* **10**, 31 (October 1999).
- [77] F. Capasso i inni, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **6**, 931 (2000).
- [78] Razeghi M., High-Performance InP-Based Mid-IR Quantum Cascade Lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 15(3), 941–951, 2009.
- [79] Krysa A.B., Roberts J.S., Green R.P., Wilson L.R., Page H., Garcia M., Cockburn J.W., MOVPE-grown quantum cascade lasers operating at $\sim 9 \mu\text{m}$ wavelength, *J. Cryst. Growth* 272, pp. 682–685, 2004.
- [80] Pierściński K., Pierścińska D., Iwińska M., Kosiel K., Szerling A., Karbownik P., Bugajski M., Investigation of thermal properties of mid-infrared AlGaAs/GaAs quantum cascade lasers. *Journal of Applied Physics*, 112(4), 043112, 2012.
- [81] Beere H. E., Fowler J. C., Alton J., Linfield E. H., Ritchie D. A., Köhler R., Barbieri S., *MBE growth of terahertz quantum cascade lasers. Journal of Crystal Growth*, 278(1-4), 756–764, 2005
- [82] Gutowski, P., Sankowska, I., Karbownik, P., Pierścińska, D., Serebrennikova, O., Morawiec, M., ... Bugajski, M. (2017). *MBE growth of strain-compensated InGaAs/InAlAs/InP quantum cascade lasers. Journal of Crystal Growth*, 466, 22–29.
- [83] Strasser, G., Gianordoli, S., Schrenk, W., Gornik, E., Mücklich, A., & Helm, M. (2001). *MBE-grown GaAs/AlGaAs and strained InGaAs/AlGaAs/GaAs quantum cascade lasers. Journal of Crystal Growth*, 227-228, 197–201.

- [84] Green, R., Roberts, J., Krysa, A., Wilson, L., Cockburn, J., Revin, D., Airey, R. (2004). MOVPE grown quantum cascade lasers. *Physica E: Low-Dimensional Systems and Nanostructures*, 21(2-4), 863–866.
- [85] Y. Sun, R. Yin, J.Zhang, J. Liu, T. Fei, K.Li, K. Guo, Z. Jia, S. Liu, Q. Lu, N. Zhuo, L. Wang, F. Liu, S. Zhai, "High-performance quantum cascade lasers at $\lambda \sim 9 \mu\text{m}$ grown by MOCVD," *Opt. Express* **30**, 37272-37280 (2022)
- [86] N. Becher, M. Farzaneh, B. Knipfer, C. Sigler, J. Kirch, C. Boyle, D. Botez, L. J. Mawst, D. F. Lindberg, T. Earles; *Thermal imaging of buried heterostructure quantum cascade lasers (QCLs) and QCL arrays using CCD-based thermoreflectance microscopy. J. Appl. Phys.* 21 January 2019; 125 (3): 033102.
- [87] Hiroyuki YOSHINAGA*, Hiroki MORI, Jun-ichi HASHIMOTO, Yukihiro TSUJI, Makoto MURATA and Tsukuru KATSUYAMA, Low Power Consumption (< 1 W) Mid-Infrared Quantum Cascade Laser for Gas Sensing
- [88] Federico Capasso, Claire Gmachl, Deborah L. Sivco, and Alfred Y. Cho, **Quantum Cascade Lasers**, *Phys. Today* **55**, 5, 34 (2002); doi: 10.1063/1.1485582
- [89] Karl F. Renk, *Basics of Laser Physics For Students of Science and Engineering*, Second Edition With 344 Figures
- [90] A. B. Krysa et al., "Room-Temperature GaAs/AlGaAs Quantum Cascade Lasers Grown by Metal–Organic Vapor Phase Epitaxy," in *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 23, no. 12, pp. 774-776, June 15, 2011, doi: 10.1109/LPT.2011.2138124.
- [91] Sirtori, C. (2002). *GaAs Quantum Cascade Lasers: Fundamentals and Performance. Les Lasers : Applications Aux Technologies de L'information et Au Traitement Des Matériaux*. doi:10.1051/bib-sfo:2002057
- [92] D. G. Revin, C. N. Atkins, J. P. Commin, J. W. Cockburn, Y. Qiu, T. Walther, K. Kennedy, and A. B. Krysa, "Room Temperature GaAs/AlGaAs Quantum Cascade Lasers with InGaP and InAlP Waveguides," in *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, OSA Technical Digest (CD) (Optica Publishing Group, 2011), paper CTuP5.
- [93] Green, R. P., Wilson, L. R., Carder, D. A., Cockburn, J. W., Hopkinson, M., Steer, M. J., Hill, G. (2002). *Room temperature GaAs-based quantum cascade laser with GaInP waveguide cladding. Electronics Letters*, 38(24), 1539. doi:10.1049/el:20021080
- [94] Suematsu, Y., & Furuya, K. (1972). *Propagation Mode and Scattering Loss of a Two-Dimensional Dielectric Waveguide with Gradual Distribution of Refractive Index. IEEE*

doi:10.1109/tmtt.1972.1127800

[95] W. T. Tsang , "A graded-index waveguide separate confinement laser with very low threshold and a narrow Gaussian beam", *Appl. Phys. Lett.* 39, 134-137 (1981)

<https://doi.org/10.1063/1.92658>

[96] T. Hayakawa, T. Suyama, M. Kondo, K. Takahashi, S. Yamamoto, and T. Hijikata, , "Improvements in AlGaAs laser diodes grown by molecular beam epitaxy using a compositionally graded buffer layer", *Appl. Phys. Lett.* 49, 191-193 (1986)

<https://doi.org/10.1063/1.97166>

[97] Jeremy D. Acord, Xiaojun Weng, Elizabeth C. Dickey, David W. Snyder, Joan M. Redwing, Effects of a compositionally graded buffer layer on stress evolution during GaN and Al_xGa_{1-x}N MOCVD on SiC substrates, *Journal of Crystal Growth*, Volume 310, Issues 7–9, 2008, Pages 2314-2319, <https://doi.org/10.1016/j.jcrysgro.2007.11.153>.

[98] Liu F-Q., Zhang Y-Z., Zhang Q-S., Ding D., Xu B., Wang Z-G., Jiang D-S., Sun B-Q., High-performance strain-compensated InGaAs/InAlAs quantum cascade lasers, *Semicond. Sci. Technol.* 15 (2000), doi:10.1088/0268-1242/15/12/102

[99] Schiavon D., Mroczyński R., Kafar A., Kamler G., Levchenko I. , Najda S., Perlin P., Refractive Index of Heavily Germanium-Doped Gallium Nitride Measured by Spectral Reflectometry and Ellipsometry, *MDPI Materials* 2021, 14, 7364,

[100] Indjin, D., Ikonić, Z., Harrison, P., & Kelsall, R. W. (2003). Surface plasmon waveguides with gradually doped or NiAl intermetallic compound buried contact for terahertz quantum cascade lasers. *Journal of Applied Physics*, 94(5), 3249–3252.

doi:10.1063/1.1599630

[101] Liu, Y.-H., Zhang, J.-C., Yan, F.-L., Liu, F.-Q., Zhuo, N., Wang, L.-J., ... Wang, Z.-G. (2015). Coupled ridge waveguide distributed feedback quantum cascade laser arrays. *Applied Physics Letters*, 106(14), 142104. doi:10.1063/1.4917294

[102] Daniel Hofstetter and Jerome Faist, High Performance Quantum Cascade Lasers and Their Applications in Irina T. Sorokina Konstantin L. Vodopyanov(Eds.), *Solid-State Mid Infrared Laser Sources*, SPRINGER

[103] Faist J., *Quantum cascade lasers*, Oxford: Oxford University Press, 2013, ISBN 01-985-2824-8.

[104] K. Kosiel i inni, *77 K operation of AlGaAs/GaAs quantum cascade laser at 9 um*, *Photonics Lett. Pol.*, **vol. 1**, no. 1, pp. pp. 16–18, Mar. 2009

- [105] H. Hemmati, “Deep Space Optical Communications”, John Wiley & Sons, 2006
- [106] Luzhansky, E., Choa, F.-S., Merritt, S., Yu, A., & Krainak, M. (2015). Mid-IR free-space optical communication with quantum cascade lasers. *Laser Radar Technology and Applications XX; and Atmospheric Propagation XII*. doi:10.1117/12.2189315
- [107] Liu, X. (2007). The Free-Space Optics System Using QCL: Models and Solutions. 2007 IEEE International Conference on Communications. doi:10.1109/icc.2007.406
- [108] Plank, T. ; Leitgeb, E. ; Pezzei, P. ; Ghassemlooy, Z. , “Wavelength-Selection for High Data Rate Free Space Optics in Next Generation Wireless Communications”, 2012 17th European Conference on Networks and Optical Communications (NOC)
- [109] John H. McElroy et al, “CO₂ Laser Communication Systems for Near-Earth Space
- [110] Haim Manor and Shlomi Arnon, “Performance of an optical wireless communication system as a function of wavelength”, *Applied Optics*, Vol. 42, Issue 21, pp. 4285-4294 (2003)
- [111] E. Leitgeb, T. Plank, M. S. Awan, P. Brandl, W. Popoola, Z. Ghassemlooy, F. Ozek, M. Wittig, “Analysis and Evaluation of Optimum Wavelengths for Free-Space Optical Transceivers”, *International Conference on Transparent Optical Networks 2010*
- [112] Paul Corrigan, Rainer Martini, Edward A. Whittaker, and Clyde Bethea, “Quantum cascade lasers and the Kruse model in free space optical communication”, *Optics Express*, Vol. 17, Issue 6, pp. 4355-4359 (2009)
- [113] R. Martini, C. Gmachl, J. Falciglia, F.G. Curti, C.G. Bethea, F. Capasso, E.A. Whittaker, R. Paiella, A. Tredicucci, A.L. Hutchinson, D.L. Sivco and A.Y. Cho, “High-speed modulation and free-space optical audiohide transmission using quantum cascade lasers”, *ELECTRONICS LETTERS* 1st February 2001 Vol. 37 No. 3
- [114] Chuanwei Liu et al 2015 *J. Semicond.* 36 094009
- [115] Makoto MURATA*, Hiroyuki YOSHINAGA, Hiroki MORI, Yukihiro TSUJI, Jun-ichi HASHIMOTO and Yasuhiro IGUCHI, *High Sensitive Gas Sensing with Low Power Consumption Quantum Cascade Laser*, *SEI TECHNICAL REVIEW · NUMBER 83 · OCTOBER 2016*
- [116] S. Smye, J. Chamberlain, A. Fitzgerald, and E. Berry, *Phys. Med. Biol.*, **46**, No. 9, R101–R112 (2001).
- [117] R. Huber, F. Tauser, A. Brodschelm, M. Bichler, G. Abstreiter, and A. Leitenstorfer, *Nature*, **414**, 286–289 (2001).

- [118] D. Bennett, Z. Taylor, P. Tewari, R. Singh, M. Culjat, W. Grundfest, and E. Brown, J. *Biomed. Opt.*, **16**, No. 5, 057003 (2011)
- [119] D. Crawley, C. Longbottom, V. Wallace, B. Cole, D. Arnone, and M. Pepper, J. *Biomed. Opt.*, **8**, No. 2, 303–308 (2003).
- [120] R. Woodward, P. Wallace, R. Pye, B. Cole, D. Arnone, E. Linfield, and M. Pepper, J. *Invest. Dermatol.*, **120**, No. 1, 72–78 (2003).
- [121] Kuepper, C., Kallenbach-Thieltges, A., Juette, H. i inni, *Quantum Cascade Laser-Based Infrared Microscopy for Label-Free and Automated Cancer Classification in Tissue Sections.*, *Sci Rep* **8**, 7717 (2018) .
- [122] E. Pickwell, B. Cole, A. Fitzgerald, M. Pepper, and V. Wallace, *Phys. Med. Biol.*, **49**, No. 9, 1595 (2004).
- [123] R. Weissleder and M. Pittet, *Nature*, **452**, No. 7187, 580 (2008).
- [124] R. Köhler, A. Tredicucci, F. Beltram, H. Beere, E. Linfield, A. Davies, and F. Rossi, *Nature*, **417**, No. 6885, 156 (2002).
- [125] C. Worrall, J. Alton, M. Houghton, S. Barbieri, H. Beere, D. Ritchie, and C. Sirtori, *Opt. Express*, **14**, No. 1, 171–181 (2006).
- [126] M. E. Aryaee Panah, L. Han, K. Norrman, N. Pryds, A. Nadtochiy, A.E. Zhukov, A. V. Lavrinenko, and E. S. Semenova, "Mid-IR optical properties of silicon doped InP," *Opt. Mater. Express* **7**, 2260-2271 (2017)
- [127] Maciej Dems, Rafal Kotynski, and Krassimir Panajotov, "PlaneWave Admittance Method — a novel approach for determining the electromagnetic modes in photonic structures," *Opt. Express* **13**, 3196-3207 (2005)
- [128] Evans A., Nguyen J., Slivken S., Yu J.S., Darvish S.R., Razeghi M., Quantum-cascade lasers operating in continuous-wave mode above 90 °C at $\lambda \sim 5.25 \mu\text{m}$, *Appl. Phys. Lett.* 2006, **88**, pp. 1–3,
- [129] Quan-Yong Lu *et al* 2009 *Jpn. J. Appl. Phys.* **48** 122101
- [130] Pearsall, T.P.; Hirtz, J.P. (1981). "The carrier mobilities in $\text{Ga}_{0.47}\text{In}_{0.53}$ as grown by organo-metallc [sic] CVD and liquid-phase epitaxy". *Journal of Crystal Growth. Elsevier BV.* **54** (1): 127–131.
- [131] U. Pohl, *Epitaxy of Semiconductors: Introduction to Physical Properties*, ch. Intoduction, pp. 1–9. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013.

- [132] A.Y. Cho, J.R. Arthur. Molecular beam epitaxy. „*Progress in Solid State Chemistry*”. 10 (Part 3), s. 157–191, 1975
- [133] M. Tłaczała, *Epitaksja MOVPE w technologii heterostruktur związków AIII BV*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2002.
- [134] Gerald B. Stringfellow (1999). *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice (2nd ed.)*. Academic Press (ISBN 0-12-673842-4).
- [135] Manijeh Razeghi (1995). *The MOCVD Challenge: Volumes 1 and 2*. Institute of Physics Publishing (ISBN 0-7503-0309-3).
- [136] Pierścińska D., Pierściński K., Gutowski P., Badura M., Sobczak G., Serebrennikova O., Ściana B., Tłaczała M., Sobczak G., Bugajski M., Heat Dissipation Schemes in AlInAs/InGaAs/InP Quantum Cascade Lasers Monitored by CCD Thermoreflectance, *Photonics*. 2017; 4(4):47.
- [137] Pierścińska, D., Pierściński, K., Sobczak, G., Gutowski, P., Płuska, M., & Bugajski, M. (2019). Degradation of AlInAs/InGaAs/InP quantum cascade lasers due to electrode adhesion failure, *Microelectronics Reliability*, 99, 113–118.
- [138] Gfroerer T., H. Photoluminescence in Analysis of Surfaces and Interfaces. In *Encyclopaedia of Analytical Chemistry*; Meyers, R. A., Ed.; John Wiley and Sons Ltd.: Chichester, pp 9209-9231, (2000).
- [139] A. Wierzbicka, “Naprężenia i defekty w półprzewodnikowych lateralnych strukturach epitaksjalnych badane technikami dyfrakcji i topografii rentgenowskiej,” Instytut Fizyki PAN, 2010.
- [140] C. Ryang Wie, “High resolution x-ray diffraction characterization of semiconductor structures,” *Mater. Sci. Eng. R Reports*, vol. 13, no. 1, pp. 1–56, 1994.
- [141] K. Bielak, *Badanie niejednorodności epitaksjalnych struktur półprzewodników wieloskładnikowych*, rozprawa doktorska, Politechnika Wrocławska, 2023.
- [142] Z. Synowiec, B. Ściana, M. Panek, Badanie pojemnościowo-napięciowe półprzewodników A(III)B(V) z wykorzystaniem złącza elektrolit-półprzewodnik, *Elektronika (Warszawa)*. 1995, R. 36, nr 8, s. 8-14.
- [143] M. Badura, Opracowanie technologii związków półprzewodnikowych na bazie InP do konstrukcji kwantowego lasera kaskadowego, rozprawa doktorska, Politechnika Wrocławska, 2022
- [144] K. Gelderman, L. Lee, S.W. Donne, Flat-Band Potential of a Semiconductor: Using the Mott–Schottky Equation, *J. Chem. Educ.* 84 (2007) 685.

- [145] P.H.L. Notten, J.E.A.M. van den Meerakker, J.J. Kelly, *Etching of III-V Semiconductors – An electrochemical Approach*, Elsevier Science Publishers Ltd., 1991.
- [146] Singh, Rajinder; Riess, Falk, *Sir C. V. Raman and the story of the Nobel prize*, Current Science. **75** (9): 965–971, 1998
- [147] M. Barańska, K. Małek, A. Weselucha-Birczyńska, “*Spektroskopia rozproszenia Ramana*,” w *Małek, K. and Proniewicz, L. (eds) Wybrane metody spektroskopii i spektrometrii molekularnej w analizie strukturalnej*, Kraków : Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego, 65-88, 2005.
- [148] R. Mazurkiewicz, A. Rajca, E. Salwińska, J. Suwiński, W. Zieliński, *Metody spektroskopowe i ich zastosowanie do identyfikacji związków organicznych*, Wyd. Naukowo-Techniczne, Warszawa, 1995, s. 19.
- [149] Chung J., Munz M., Sturm H.: Stiffness variation in the interphase of amine-cured epoxy adjacent to copper microstructures. *Surf. Interface Anal.*, pp. 624-633, 2007.
- [150] Martínez-Martínez D., Kołodziejczyk L., Sánchez-López J.C.C., Fernández A.: Tribological carbon-based coatings: An AFM and LFM study. *Surface Science*, 603 (7), pp. 973-979, 2009.
- [151] Douhéret O., Swinnen A., Breselge M., Van Severen I., Lutsen L., Vanderzande D., Manca J.: High resolution electrical characterisation of organic photovoltaic blends. *Microelectronic Engineering*, 84 (3), pp. 431-436, 2007.
- [152] Pingree L.S.C., Reid O.G., Ginger D.S.: Electrical Scanning Probe Microscopy on Active Organic Electronic Devices. *Advanced Materials*, 21 (1), pp. 19-28, 2009.
- [153] Szmaja W., Grobelny J., Cichomski M.: MFM Investigation of the Domain Structure of Cobalt Single Crystals. *Czechoslovak Journal of Physics*, 54 (S4), pp. 249-252, 2004.
- [154] Yang X.-bo, Okawa Y., Okumura Y.: MFM observation of a track-edge over-write pattern in a CoCrTdCr anisotropic medium. *221*, pp. 221-223, 1995.
- [155] Fiege G.B.M., Feige V., Phang J.C.H., Maywald M., Gtrlich S., Balk L.J.: Failure analysis of integrated devices by Scanning Thermal Microscopy (SThM). *Microelectronics Reliability*, 38, pp. 957-961, 1998.
- [156] Gomès S., David L., Lysenko V., Descamps A., Nychyporuk T., Raynaud M.: Application of scanning thermal microscopy for thermal conductivity measurements on mesoporous silicon thin films. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 40 (21), pp. 6677-6683, 2007.
- [157] Oesterschulze E., Stopka M., Ackermann L., Scholz W., Werner S.: Thermal imaging of thin films by scanning thermal microscope. *Journal of Vacuum*, 14 , pp. 832-837, 1996.

- [158] Durig U., Pohl D.W.W., Rohner F.: Near-field optical-scanning microscopy. *Journal of App*, 59 (10), pp. 3318-3327, 1986.
- [159] Fischer U.C., Durig U.T., Pohl D.W.: Near-field optical scanning microscopy in reflection. *Applied Physics Letters*, 52 (4), pp. 249-251, 1986.
- [160] G. Binning, C. F. Quate, and Ch. Gerber, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 930 (1986)
- [161] Jarvis S.P., Yamamoto S.: Tip-surface interactions studied using a force controlled atomic force microscope in ultrahigh vacuum. *Physics*, 70, pp. 2238-2240, 1997
- [162] Radlein E., Ambos R., Frischat G.H.: Atomic force microscopy of coated glasses. *Journal of Analytical Chemistry*, 353, pp. 413-418, 1995.
- [163] Lesko S., Lesniewska E., Nonat A., Mutin J.C., Goudonnet J.P.: Investigation by atomic force microscopy of forces at the origin of cement cohesion. *Ultramicroscopy*, 86 (1)-(2), pp. 11-21, 2001.
- [164] Giles R., Cleveland J.P., Manne S., Hansma P.K., Drake B., Maivald P., Boles C., Gurley J., Elings V.: Noncontact force microscopy in liquids. *Applied physics letters*, 63 (5), pp. 617-618, 1993
- [165] T. P. Gotszalk, *Systemy mikroskopii bliskich oddziaływań w badaniach mikro- i nanostruktur*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław, 2004.
- [166] A. Sikora, *Rozwój i zastosowanie zaawansowanych technik mikroskopii sił atomowych w diagnostyce materiałów elektrotechnicznych*, Prace Instytutu Elektrotechniki, zeszyt 257, 2012.
- [167] R.Lewicki, M. Witinski, B. Li, G.Wysocki, *Spectroscopic benzene detection using a broadband monolithic DFB-QCL array*, Proc. **SPIE 9767**, Novel In-Plane Semiconductor Lasers XV, 97671T,2016
- [168] I.Sydoryk, A.Lim, W. Jäger, J. Tulip, M. T. Parsons, *Detection of benzene and toluene gases using a midinfrared continuous-wave external cavity quantum cascade laser at atmospheric pressure*, *Appl. Opt.* **49**, 945-949, 2010
- [169] M. K. Shakfa, A. Elkhazraji, M.Marangoni, A. Farooq, *Mid-infrared laser-based detection of benzene*, Proc. **SPIE 11772**, Optical Sensors 2021, 1177217, 2021
- [170] R. Centeno, J. Mandon, F.J.M. Harren, S.M. Cristescu, *Influence of Ethanol on Breath Acetone Measurements Using an External Cavity Quantum Cascade Laser*, *Photonics* **3(2)**, 22, 2016
- [171] Li, J., Liu, N., Ding, J., Zhou, S., He, T., & Zhang, L., *Piezoelectric effect-based detector for spectroscopic application*. *Optics and Lasers in Engineering*, 115, 141–148, 2019

- [172] A. Łozińska, *Technologia i charakteryzacja optyczna supersieci InGaAs/AlInAs, praca magisterska*, Politechnika Wroclawska, 2018.
- [173] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan, *Journal of Applied Physics* ,89, doi: 10.1063/1.1368156, (2001) 5815-5875
- [174] R. Kudrawiec, J. Kopaczek, M. P. Polak, P. Scharoch, M. Gladysiewicz, J. Misiewicz, R.D. Richards, F. Bastiman, and J. P. R. David, *Journal of Applied Physics* 116, 233508 (2014), doi:10.1063/1.4904740
- [175] Adriana Łozińska, Mikołaj Badura, Katarzyna Bielak, Beata Ściana, Marek Tłaczała, *The influence of quantum well and barrier thicknesses on photoluminescence spectra of InGaAs/AlInAs superlattices grown by LP-MOVPE*, *Optica Applicata*. 2020, vol. 50, nr 2, s. 251-256.
- [176] Kasap S., Capper P., *Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials 2nd Edition* , Springer International Publishing AG (2017), pp. 1037-1055.
- [177] Wang Y., Sheng X., Guo Q., Li X., Wang S., Fu G., Mazur Y.I. , Maidaniuk Y., Ware M.E., Salamo G.J., Lian B., Huffaker D. L., *Photoluminescence Study of the Interface Fluctuation Effect for InGaAs/InAlAs/InP Single Quantum Well with Different Thickness*, *Nanoscale Res. Lett.* **12:229**, 2017, pp. 1-9.
- [178] Adriana Łozińska, Mikołaj Badura, Joanna N. Jadczyk, Katarzyna Bielak, Beata Ściana, *Photoluminescence and Raman spectroscopies as an optical approach of stress determining in MOVPE grown quantum cascade laser structures*, *Optica Applicata*. 2020, vol. 50, nr 2, s. 289-299.
- [179] Gfroerer T.H., *Photoluminescence in analysis of surfaces and interfaces*. In
- [180] Matrullo N., Constant M., Sagon G., Fauquembergue R., Leroy A., *Raman characterization of an operating InAlAs—InGaAs—InP high electronic mobility transistor*, *J. Raman Spectrosc.* **26**, 1995, pp. 167-172.
- [181] Mooradian A., Wright G.B., *First order Raman effect in III–V compounds*, *Solid State Commun.* **4**,1966, pp. 431–434.
- [182] Cerdeira F., Buchenauer C. J., Pollak F. H., Cardona M., *Stress-Induced Shifts of First-Order Raman Frequencies of Diamond- and Zinc-Blende-Type Semiconductors*, *Phys. Rev.* **5**, 1972, pp. 580-593.
- [183] Attolini G., Francesio L., Franzosi P. , Pelosi C., Gennari S., Lottici P.P., *Raman scattering study of residual strain in GaAs/InP heterostructures*, *J. Appl. Phys.* **75**, 1994, pp. 4156-4169.

- [184] Kasap S., Capper P., Adachi S., *Part D: Materials for Optoelectronics and Photonics, III-V Ternary and Quaternary Compounds in Springer Handbook of Electronic and Photonic Materials 2nd Edition*, 2017, pp.725-741.
- [185] Aoki K., Anastassakis E., Cardona M., *Dependence of Raman frequencies and scattering intensities on pressure in GaSb, InAs, and InSb semiconductors*, Phys. Rev. B **30**, 1984, pp. 681-687.
- [186] Lockwood D.J., Yu Guolin, Rowell N.L., *Optical phonon frequencies and damping in AlAs, GaP, GaAs, InP, InAs and InSb studied by oblique incidence infrared spectroscopy*, Solid State Comm. **136**, 2005, pp. 404–409.
- [187] Mathonnière S., Semtsiv M.P., Masselink W.T., *Thermal annealing of lattice-matched InGaAs/InAlAs Quantum-Cascade Lasers*, J. Cryst. Growth **477**, 2017, pp. 258-261.