

Warszawa, 8.03.2017 r.

AUTOREFERAT

1. Imię i Nazwisko:

Michał Szymański

2. Posiadane dyplomy, stopnie naukowe/ artystyczne – z podaniem nazwy, miejsca i roku ich uzyskania oraz tytułu rozprawy doktorskiej:

04.1993 – magister inżynier, kierunek: elektronika i telekomunikacja, specjalność: mikroelektronika i optoelektronika, Wydział Elektroniki, Politechnika Warszawska, praca magisterska pt.: „Badania wybranych materiałów laserujących metodą spektroskopii optycznej.”

06.2000 – doktor nauk technicznych, Instytut Technologii Elektronowej, Warszawa, rozprawa doktorska pt. „Modelowanie generacji promieniowania w laserach półprzewodnikowych z selektywnym sprzężeniem zwrotnym”.

3. Informacje o dotychczasowym zatrudnieniu w jednostkach naukowych:

10.1993 – 09.1994 - Instytut Fizyki, Politechnika Warszawska, na stanowisku: doktorant.

10.1994 – 04.2014 - Instytut Technologii Elektronowej, Warszawa, na stanowiskach: stażysta, asystent, adiunkt.

10.2014 – dziś - Wydział Zastosowań Informatyki i Matematyki, Szkoła Główna Gospodarstwa Wiejskiego w Warszawie, na stanowisku: starszy wykładowca.

4. Wskazanie osiągnięcia wynikającego z art.16 ust.2 ustawy z dnia 14 marca 2003r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595 ze zm.):

a) jako osiągnięcie naukowe wynikające z

art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003r. o stopniach i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. nr 65, poz. 595, Dz. U. z 2005r. nr 164, poz. 1365 oraz Dz. U. z 2011r. nr 84, poz. 455)

wskazuję jednotematyczny cykl 11 publikacji pt.

„Teoretyczna analiza wybranych zjawisk fizycznych w półprzewodnikowych laserach o emisji krawędziowej”.



b) autorzy, tytuły publikacji, rok wydania, wydawnictwo:

[H-1] M. Szymański, M. Zbrozczyk, B. Mroziejewicz

The influence of different heat sources on temperature distributions in broad-area diode lasers

(2004), Proceedings of SPIE, vol. 5582, str. 127-133, (Impact factor: -, liczba cytowań: 5 Web of Science (WoS)/ 8 Google Scholar (GS))

Wkład Habilitanta. Stosując metodę separacji zmiennych do 2-wymiarowego, stacjonarnego równania przewodnictwa ciepła oraz korzystając z liniowości tegoż równania zobrazowałem wpływ różnych mechanizmów generacji ciepła na temperaturę lasera krawędziowego.

Udział Habilitanta (wg jego subiektywnej oceny): 90%.

[H-2] A. Kozłowska, M. Szymański, E. Pruszyńska-Karbownik, M. Bugajski, R. Pomraenke, J. Renard, Ch. Lienau, A. Maląg

Tailoring of optical mode profiles of high-power diode lasers evidenced by near-field photocurrent spectroscopy

(2007), Applied Physics Letters, vol. 91, str. 101103, (Impact factor: 3.596, liczba cytowań: 3 WoS/ 4 GS)

Wkład Habilitanta. Stosując komercyjny program Photon Design uzyskałem transwersalne mody optyczne dla badanych doświadczalnie laserów z naprężonymi studniami kwantowymi GaAsP (emisja $\lambda_0 = 808nm$) wyhodowanymi na podłożu GaAs. Następnie, stosując własne oprogramowanie wykorzystujące szybką transformację Fouriera, uzyskałem kształty wiązek w polu dalekim. Wysoki stopień zgodności wyników teoretycznych i doświadczalnych wykazał - co było istotą pracy - że NSOM (ang. near-field optical spectroscopy) i NPC (ang. near-field photocurrent) są znakomitymi, nieniszczącymi metodami badania przyrządów optoelektronicznych, w szczególności wysokiej mocy diod laserowych.

Udział Habilitanta (wg jego subiektywnej oceny): 40%.

[H-3] M. Szymański

Two-dimensional model of heat flow in broad-area laser diode: discussion of the upper boundary condition

(2007), Microelectronics Journal, vol. 38, str. 771-776, (Impact factor: 0.609, liczba cytowań: 1 WoS/ 4 GS)

Wkład Habilitanta. Stosując metodę separacji zmiennych do 2-wymiarowego, stacjonarnego równania przewodnictwa ciepła otrzymałem analityczne wyrażenia opisujące temperaturę wewnątrz lasera krawędziowego. Oryginalność pracy polegała na założeniu warunku izotermicznego na górnej powierzchni przyrządu (zamiast stosowanego powszechnie chłodzenia konwekcyjnego). Porównanie wyników teoretycznych z pomiarami termoodbiciowymi wykazało, iż zaproponowana przeze mnie modyfikacja warunku brzegowego prowadzi do uzyskiwania dokładniejszych wyników.

Udział Habilitanta: 100% (jeden autor).

[H-4] M. Szymański, A. Kozłowska, A. Małąg, A. Szerling
Two-dimensional model of heat flow in broad-area laser diode mounted to the non-ideal heat sink

(2007), Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 40, str. 924-929, (Impact factor: 2.2, liczba cytowań: 4 WoS/ 7 GS)

Wkład Habilitanta. Opracowałem analityczny model rozptywu ciepła pozwalający uwzględnić obecność realistycznej chłodnicy (tzn. chłodnicy o skończonej przewodności cieplnej). Model został pozytywnie zweryfikowany: w pracy porównano rezystancje cieplne laserów krawędziowych obliczone oraz zmierzone w oparciu o zjawisko przesuwania się charakterystyk widmowych wiązki laserowej wraz ze wzrostem temperatury.

Udział Habilitanta (wg jego subiektywnej oceny): 80%.

[H-5] M. Szymański
A new method for solving non-linear carrier diffusion equation in axial direction of broad-area lasers

(2010), International Journal of Numerical Modelling: Electronic Networks, Devices and Fields, vol. 23, str. 492-502, (Impact factor: 0.354, liczba cytowań: 0 WoS/ 2 GS)

Wkład Habilitanta. Opracowałem oryginalną, hybrydową, analityczno-numeryczną metodę obliczeniową pozwalającą rozwiązać równanie dyfuzji nośników wzdłuż osi lasera krawędziowego.

Udział Habilitanta: 100% (jeden autor).

[H-6] M. Szymański
Calculation of the cross-plane thermal conductivity of a quantum cascade laser active region

(2011), Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 44, str. 085101, (Impact factor: 2.544, liczba cytowań: 3 WoS/ 11 GS)

Wkład Habilitanta. Wykorzystując pakiet Mathematica opracowałem bardzo dokładną metodę obliczania przewodności cieplnej warstwy aktywnej lasera kaskadowego w kierunku transwersalnym. Kluczową trudnością było uwzględnienie zjawiska określanego jako Thermal Boundary Resistance (TBR), czyli oporu jaki doświadcza strumień ciepła przepływający przez granicę ośrodków różniących się własnościami termicznymi i mechanicznymi. Zastosowałem dwa modele rozpraszania fononów: akustyczny (AMM, ang. acoustic mismatch model) i dyfuzyjny (DMM, ang. diffuse mismatch model). Wyniki teoretyczne pokazały znakomitą zgodność z odpowiednimi danymi doświadczalnymi dla supersieci $\text{Si}_{0.84}\text{Ge}_{0.16}/\text{Si}_{0.74}\text{Ge}_{0.26}$ i obszaru aktywnego lasera kaskadowego $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ opisanymi w literaturze światowej. Ponadto w pracy pokazałem, że konsekwencje zaniedbania TBR prowadzą do rozbieżności

między teorią a pomiarem sięgających rzędu wielkości.

Udział Habilitanta: 100% (jeden autor).

[H-7] M. Szymański

Mathematical models of heat flow in edge-emitting semiconductor lasers (2011), Heat Conduction / Book 2, Ed. INTECH, str. 3-28, (Impact factor: -, liczba cytowań: 0 WoS/ 3 GS, praca opublikowana w trybie otwartego dostępu, tzw. open access, wyróżniona przez Redakcję za bardzo dużą liczbę ściągnięć - listy gratulacyjne są załączone do tekstu publikacji)

Wkład Habilitanta. W pracy zawarłem wnikliwe omówienie najważniejszych dokonań w dziedzinie rozptyłu ciepła w laserach krawędziowych ze szczególnym uwzględnieniem prac własnych. Ponadto opisałem oryginalne, wcześniej nie publikowane, badania teoretyczne dotyczące laserów z kontaktem segmentowym (inspirację znalazłem w pracach doświadczalnych innych autorów, m.in. z Instytutu Technologii Elektronowej) oraz bardzo złożone obliczeniowo rozwiązania dynamiczne 3-wymiarowego równania przewodnictwa ciepła dla linijek laserowych.

Udział Habilitanta: 100% (jeden autor).

[H-8] M. Szymański, K. Regiński, B. Mroziewicz, E. Pruszyńska-Karbownik, K. Kosiel, P. Karbownik

Calculation of beam divergence of a quantum cascade laser by effective index method

(2013), Proceedings of SPIE, vol. 8702, str. 8702G-1-6, (Impact factor: -, liczba cytowań: 2 WoS/ 3 GS)

Wkład Habilitanta. Stosując własne narzędzia programistyczne do analizy falowodów planarnych, przybliżenie efektywnego współczynnika załamania oraz szybkością transformatę Fouriera obliczyłem rozbieżność wiązki lasera kaskadowego GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As emitującego promieniowanie o długości fali $\lambda_0 = 9.4\mu\text{m}$. Porównanie wyników z pomiarami pozwoliło następnie na oszacowanie szerokości jego obszaru czynnego bez użycia metod inwazyjnych.

Udział Habilitanta (wg jego subiektywnej oceny): 80%.

[H-9] M. Szymański, H.G. Teisseyre, A. Kozanecki

Theoretical study of ultraviolet ZnO/ZnMgO laser diodes on GaN or Al₂O₃ substrates - toward electrically pumped devices

(2014), Physica Status Solidi (a), vol. 211.9, str. 2105-2108, (Impact factor: 1.616, liczba cytowań: 0 WoS/ 1 GS)

Wkład Habilitanta. Stosując własne narzędzia programistyczne do analizy falowodów planarnych oraz szybkością transformatę Fouriera zaprojektowałem dwie pompowane elektrycznie struktury laserowe ZnO/ Zn_{0.8}Mg_{0.2}O emitujące promieniowanie $\lambda_0=380\text{ nm}$: na podłożu GaN oraz Al₂O₃. Warto podkreślić, że druga z wymienionych struktur zapewnia wyjątkowo korzystny rozkład pola ($\Gamma > 4\%$) przy stosun-

kowo niskiej rozbieżności wiązki $FWHM < 40$ st.
Udział Habilitanta (wg jego subiektywnej oceny): 80%.

[H-10] M. Szymański, A. Szerling, K. Kosiel
Theoretical investigation of metal-metal waveguides for terahertz quantum-cascade lasers

(2015), Optical and Quantum Electronics, vol. 47 (4), str. 843-849, (Impact factor: 1.29, liczba cytowań: 1 WoS/ 4 GS)

Wkład Habilitanta. Własne narzędzia programistyczne do analizy falowodów planarnych wykorzystałem do badań falowodów metalowych stosowanych w wytwarzanych w Instytucie Technologii Elektronowej terahercowych laserach kaskadowych (THz QCL). Spośród metali: Cu, Ag, Au, Ni, Pt, Ta, Ti wskazałem te, które zapewniają minimalne straty falowodowe. Ponadto wykazałem, że wprowadzenie do struktury cienkich przekładek metalowych poprawiających adhezję kontaktów lub zapobiegających szkodliwym procesom dyfuzji niektórych metali do wnętrza półprzewodników nie pogarsza istotnie własności falowodu.

Udział Habilitanta (wg jego subiektywnej oceny): 80%.

[H-11] M. Szymański, A. Szerling, K. Kosiel, M. Płuska
A study of different metals employed in metal-metal waveguides for terahertz quantum cascade lasers

(2016), Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 49, str. 275102, (Impact factor: 2.772, liczba cytowań: 0 WoS/ 0 GS)

Wkład Habilitanta. Podczas moich prac nad falowodami metalowymi napotkałem w literaturze naukowej na ogromne rozbieżności podawanych wartości współczynników załamania metali w paśmie terahercowym. W związku z powyższym, wykorzystując metodę różniczki zupełnej, przeprowadziłem analizę błędów w odniesieniu do strat falowodowych.

Udział Habilitanta (wg jego subiektywnej oceny): 70%.

We wszystkich wyżej wymienionych pracach (za wyjątkiem [H-2]) byłem osobą piszącą i redagującą manuskrypty.

Oświadczenia współautorów publikacji, potwierdzające ich indywidualny wkład w powstanie dorobku znajdują się w załączniku nr 5.

c) omówienie celu naukowego ww. prac i osiągniętych wyników wraz z omówieniem ich ewentualnego wykorzystania.

Przedstawiony powyżej zestaw publikacji stanowi jednotematyczny cykl pt.

„Teoretyczna analiza wybranych zjawisk fizycznych w półprzewodnikowych laserach o emisji krawędziowej”.

Celem naukowym opisanych w tym cyklu badań było pełniejsze zrozumienie funkcjonowania laserów o geometrii krawędziowej pozwalające na projektowanie jakościowo lepszych przyrządów.

U podstaw działania laserów półprzewodnikowych (a więc również krawędziowych) leżą współzależne zjawiska fizyczne: optyczne, elektryczne, termiczne oraz mechaniczne. Prowadzenie badań naukowych bądź inżynierskich zmusza jednak do dokonywania rozmaitych uproszczeń, które często sprowadzają się do skoncentrowania uwagi na jednym zagadnieniu i umiejętnej eliminacji wpływu pozostałych.

Rozważane przeze mnie lasery krawędziowe analizowałem pod kątem zjawisk:

- termicznych (prace [H-1, H-3÷H-7]), gdzie badałem rozptyw ciepła opisywany parabolicznym równaniem przewodnictwa cieplnego oraz propagację fononów przez powierzchnie styku dwóch ośrodków różniących się własnościami fizycznymi;
- optycznych (prace [H-2, H-8÷H-11]), gdzie badałem efekty falowodowe w strukturach planarnych z uwzględnieniem wzmocnienia i strat materiałowych, rozbieżność promieniowania oraz przeźroczystość ośrodka w zależności od koncentracji nośników.

W tym miejscu dodam, że druga z wymienionych wyżej tematyk stanowi kontynuację moich badań prowadzonych w ramach pracy doktorskiej. Szczegółowy opis mojej aktywności naukowej z okresu przed uzyskaniem stopnia doktora nauk technicznych zamieszczam w końcowej części niniejszego autoreferatu (str. 33).

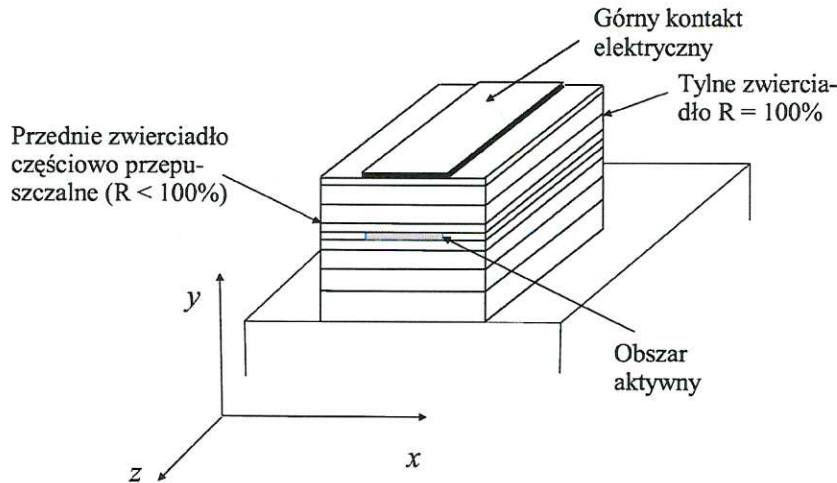
CHARAKTERYSTYKA TEMATYKI BADAWCZEJ I MOTYWACJA

Wprowadzenie. Lasery półprzewodnikowe istnieją niemal od początku ery laserów. Pierwsze przyrządy tego typu zostały skonstruowane w latach 60-tych ubiegłego wieku i wszystkie były laserami krawędziowymi (rysunek 1). Konstrukcja ta - mimo ogromnego postępu naukowo-technologicznego - jest wykorzystywana do dziś i nic nie zapowiada jej zmiernu.

Można zaryzykować twierdzenie, że główny problem modelowania matematycznego laserów półprzewodnikowych tkwi w wielości występujących w nich zjawisk fizycznych i wzajemnym ich powiązaniu. W zasadzie precyzyjny opis matematyczny przyrządu tego typu powinien składać się z układu wielu nieliniowych równań różniczkowych wzajemnie ze sobą sprzężonych. Modele takie istnieją, ale mają wady:

- ich stworzenie wymaga długiej pracy wieloosobowych zespołów,
- obliczenia są czasochłonne nawet przy zastosowaniu nowoczesnych komputerów,
- w przypadku programów komercyjnych zakup licencji jest drogi (ceny sięgają kilku bądź kilkudziesięciu tys. USD),
- precyzja uzyskiwanych wyników bywa niezadowalająca.

Oczywiście, formułując wyżej wymienione opinie, nie zamierzam całkowicie dezawuować oprogramowania komercyjnego (ani innego) zawierającego rozbudowany apa-



Rysunek 1: Laser krawędziowy (zwany niekiedy czipem) ustawiony na chłodnicy. Schemat narysowany nie w skali - w rzeczywistości różnica wymiarów obu elementów sięga rzędu wielkości.

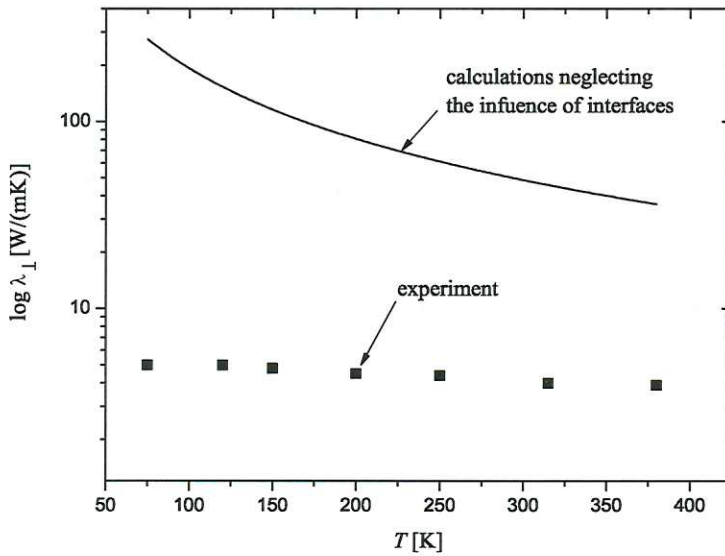
rat matematyczny. Potęga zarówno współczesnych metod numerycznych jak również i sprzętu, zwanego inaczej angielskim terminem „hardware”, często naprawdę potrafi zadziwiać skutecznością, a jednocześnie... zasmucać pasjonatów zmagających się z analitycznymi. Twierdzą jednak, że niekiedy warto poprzestać na stosunkowo prostym modelu, dedykowanym do węższej klasy przyrządów, analitycznym, hybrydowym (analityczno-numerycznym), albo też czysto numerycznym, ale zredukowanym, np. do 1 czy 2 wymiarów. Takie właśnie podejście stosuję w zdecydowanej większości omawianych tu prac [H-1÷H-11]. Wszędzie tam, gdzie jest to możliwe, porównuję wyniki moich obliczeń z wynikami eksperymentalnymi.

Po przedstawieniu ogólnej motywacji badań, przechodzę do omówienia szczegółowej motywacji tworzenia konkretnych modeli.

Zjawiska termiczne. Wysoka temperatura ma niekorzystny wpływ na pracę lasera półprzewodnikowego, gdyż prowadzi do: wzrostu prądu progowego, spadku mocy wyjściowej, pogorszenia charakterystyki spektralnej oraz skrócenia czasu życia przyrządu. Niestety wzrost temperatury podczas pracy urządzenia nie sposób uniknąć. W „konwencjonalnych” laserach bipolarnych pożądanym procesom rekombinacji promienistej zawsze towarzyszą procesy niepożądane generujące ciepło, np. rekombinacja niepromienista, zjawisko Augera, efekt Joule’a lub rekombinacja powierzchniowa. Ostatnie z wymienionych zjawisk jest szczególnie niebezpieczne, ponieważ w znaczącym stopniu odpowiada za katastroficzną degradację zwierciadeł (ang. COD, Catastrophical Optical Damage), czyli nieodwracalne zniszczenie lasera wskutek stopienia zwierciadła.

Nieco inny obraz zjawisk cieplnych napotykamy w laserach kaskadowych (ang. QCL, Quantum Cascade Laser). Przyrządy te są unipolarne, więc procesy rekombinacyjne są pomijalne. W szczególności nie ma tak niebezpiecznej rekombinacji powierzchniowej zagrażającej trwałości zwierciadeł. Świecenie uzyskuje się w efekcie propagacji elektronu przez obszar aktywny złożony z setek, a nawet tysięcy warstw

półprzewodnikowych o bardzo precyzyjnie dobranych grubościach (rzędu nm) i składach chemicznych. Ruch elektronu wymuszony jest przez pole elektryczne, które jednocześnie odpowiednio ustawia poziomy kwantowe. Elektron wielokrotnie tuneluje przez barierę potencjału, opada z górnego na dolny poziom laserowy emitując foton (przejście promieniste), opuszcza dolny poziom laserowy w wyniku rozpraszania nieelastycznego z udziałem fononu, ponownie tuneluje przez barierę potencjału do następnego segmentu¹. Tak więc generacja ciepła (fononów) jest niejako wpisana w funkcjonowanie przyrządu [1, 2]. Sytuację pogarszają szczególnie niekorzystne warunki do odprowadzania ciepła. Granica dwóch ośrodków, w technologii półprzewodników nazywana również interfejsem, wytwarza pewną niewielką rezystancję cieplną oznaczaną dalej symbolem $r_{Bd}(1 \rightarrow 2)$ (ang. Bd - boundary, cyfry numerują ośrodki) [3]. W „konwencjonalnych” laserach bipolarnych, nawet zawierających

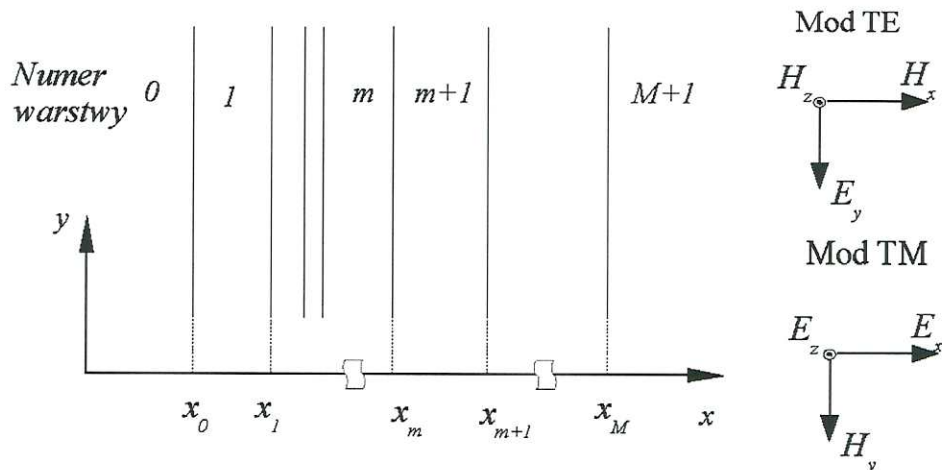


Rysunek 2: Ilustracja ogromnej różnicy między λ_{\perp} zmierzonym w pracy [5] i obliczonym ze wzoru (1), który pomija obecność interfejsów [H-6].

wiele studni kwantowych (ang. MQW, Multi-Quantum Well) efekt ten jest niezauważalny. Zupełnie odmienną sytuację napotykamy w laserach kaskadowych. Obszar czynny zawiera setki interfejsów i suma niewielkich wartości $r_{Bd}(1 \rightarrow 2)$ prowadzi do bardzo znaczącej, około 10-krotnej w kierunku transwersalnym (poprzecznym do warstw epitaksjalnych, oznaczanych dalej symbolem \perp), redukcji przewodności cieplnej λ_{\perp} tegoż obszaru. Efekt ten zilustrowałem na rysunku 2. Wartości teoretyczne λ_{\perp} uzyskałem obliczając średnią ważoną materiałów objętościowych (ang. rule of mixtures) [4]:

$$\lambda_{\perp}^{-1} = \frac{d_1}{d_1 + d_2} \lambda_1^{-1} + \frac{d_2}{d_1 + d_2} \lambda_2^{-1}, \quad (1)$$

¹Jest to opis zasady działania w wersji podstawowej. Późniejsze konstrukcje obszaru czynnego, np. ukierunkowane na uzyskanie pracy ciągłej w temperaturze pokojowej, zawierały szereg modyfikacji. Niemniej jednak przejść z udziałem fononów nie wyeliminowano.



Rysunek 3: Schemat falowodu planarnego. Z prawej pokazane są składowe pola elektrycznego E i magnetycznego H dla modów TE i TM. Oś z jest kierunkiem propagacji, natomiast - odmiennie niż w modelu termicznym - oś x oznacza kierunek transwersalny, a y - lateralny.

przy zaniedbaniu rezystancji cieplnej interfejsów. Symbole d_1 i d_2 oznaczają sumaryczne grubości materiałów składowych, natomiast λ_1 i λ_2 odpowiednio ich przewodności cieplne. Wyniki pomiarów są zaczerpnięte z pracy [5].

Podsumowując powyższe rozważania, można stwierdzić, że zrozumienie procesów cieplnych zachodzących w laserach półprzewodnikowych jest niezbędne do projektowania i optymalizacji tych przyrządów.

Zjawiska optyczne. W laserach krawędziowych wiązka optyczna formowana jest dzięki efektowi falowodowemu. W większości przypadków wartościowe wyniki możemy uzyskać koncentrując się na kierunku transwersalnym, a więc traktując badany przyrząd jako wielowarstwową strukturę planarną (rysunek 3).

Współczesne lasery bipolarne oparte są na heterostrukturach zawierających jedną lub wiele studni kwantowych. Ze swej natury są one bardzo cienkie: ich grubość nie przekracza 20 nm. W ich obszarze występuje zjawisko wzmocnienia promieniowania. Pozostałe warstwy są mniej lub bardziej stratne. Świadome kształtowanie modu optycznego jest często podejmowanym zagadnieniem projektowym, ponieważ wpływa np. na rozbieżność wiązki, próg wzbudzenia, czy ryzyko katastroficznej degradacji zwierciadeł. Bardzo udany przykład poprawiania jakości wiązki w kierunku transwersalnym poprzez osadzenie dodatkowych warstw epitaksjalnych przedstawiony jest w pracy [6] dla lasera (AlGa)As/GaAs emitującego promieniowanie o długości fali $\lambda_0 = 860\text{nm}$.

Prace prowadzone przeze mnie nad tym zagadnieniem dotyczyły laserów ZnO/ZnMgO emitujących promieniowanie UV i są opisane w patentach nr 221135 i 221156, których jestem współautorem, oraz publikacji [H-9]. Tematyka ta również pojawia się w [H-2], gdzie nieniszczące techniki doświadczalne NSOM (ang. near-field optical spectroscopy) i NPC (ang. near-field photocurrent) zostały zastosowane do

Handwritten signature

badania wysokiej mocy diod laserowych z naprężonymi studniami GaAsP na GaAs emitującymi falę $\lambda_0 = 808nm$.

W laserach kaskadowych w formowanie modu optycznego zaangażowane są obszary metaliczne kontaktów. Rozróżnia się tu dwa rodzaje falowodów:

- plazmonowe (SISP, ang. Semi-Insulating Surface-Plasmon), gdzie promieniowanie prowadzone jest pomiędzy górnym kontaktem, a wysokodomieszkowanym podłożem,
- metalowe (M-M, ang. metal-metal), gdzie promieniowanie prowadzone jest pomiędzy górnym i dolnym kontaktem.

Pierwszy z nich stosuje się w przypadkach, gdy zależy nam na uzyskaniu wysokiej mocy wiązki laserowej [7]. Ponieważ nie zajmowałem się falowodami SISP w swoich pracach, nie będę ich dalej omawiać.

Kaskadowe lasery terahercowe, w przeciwieństwie do laserów tego typu na pasmo $\lambda_0 \sim 4 - 10\mu m$ oraz laserów bipolarnych, nie wyszły z fazy przyrządów wymagających chłodzenia kriogenicznego. Z pewnością fakt ten jest niekorzystny z punktu widzenia zastosowań. Nietrudno się domyślić, że trwa wyścig w konstruowaniu przyrządów zdolnych do pracy w coraz wyższych temperaturach. Badania podążają w dwóch kierunkach. Pierwszy opiera się na pełniejszym zrozumieniu zjawisk transportu przez supersieć, tym samym umożliwiając optymalizację warstwy aktywnej [8]. Drugi kierunek to dążenie do ograniczenia strat falowodowych α_{wg} poprzez odpowiedni dobór metali. Aktualne rekordowe osiągnięcia w tej dziedzinie to $T = 200K$ dla $\lambda_0 = 100\mu m$ [9], $T = 186K$ dla $\lambda_0 = 77\mu m$ [10] oraz $T = 144K$ dla $\lambda_0 = 143\mu m$ [11]. We wszystkich przypadkach zastosowano falowody metalowe.

Moje prace [H-10, H-11], poświęcone falowodom metalowym, ukierunkowane były właśnie na uzyskiwanie akcji laserowej w możliwie wysokich temperaturach. Badanym przyrządem był terahercowy laser kaskadowy emitujący $\lambda_0 = 100\mu m$. Za zagadnienie kluczowe można uznać obliczanie strat falowodowych α_{wg} dla różnych metali.

W pracy [H-10] rozważałem zastosowanie okładek wykonanych z Cu, Ag, Au, Ni, Pt, oraz Ti. Dodatkowo zbadałem konsekwencje osadzania cienkich warstw separujących okładki od struktury półprzewodnikowej. Taka modyfikacja konstrukcji jest bardzo istotna ze względów technologicznych, gdyż metale zapewniające niskie α_{wg} mają jednocześnie destrukcyjny wpływ na przyrząd, np. łatwo dyfundują do warstw półprzewodnikowych lub odznaczają się słabą adhezją [12].

Praca [H-11] częściowo wykracza poza zagadnienie optymalizacji falowodów metalowych. W literaturze naukowej z zakresu modelowania matematycznego przyrządów półprzewodnikowych często napotyka się na problem dokładnego określania wartości niektórych parametrów. W kontekście badań termicznych pisałem o tym wielokrotnie wskazując na trudną do oszacowania jakość lutu pomiędzy czipem a przekładką albo ogromne różnice publikowanych wartości współczynnika chłodzenia konwekcyjnego górnego kontaktu [H-3, H-4, H-7]. Konsekwencje tego typu niedo-

kładności rzadko są przedmiotem badań. Do nielicznych wyjątków mogę zaliczyć prace [13, 14], gdzie autorzy rzetelnie analizują wpływ precyzji osadzania warstw półprzewodnikowych na parametry zwierciadeł dyspersyjnych stosowanych w laserach femtosekundowych. Napotykając w literaturze ogromne rozbieżności wartości zespolonego współczynnika załamania metali w zakresie terahercowym (sięgające rzędu wielkości) postanowiłem zastosować rachunek błędów i zbadać sensowność tworzenia klasyfikacji przydatności poszczególnych metali ze względu na α_{wg} w laserach kaskadowych.

Ostatnie z omawianych w niniejszym podrozdziale zagadnień dotyczy przezroczystości ośrodka w funkcji koncentracji nośników. Inspirację znalazłem w pracach [15, 16], gdzie zaprezentowano lasery krawędziowe z zablokowanym przepływem prądu w pobliżu zwierciadła. Modyfikacja ta miała na celu przeciwdziałanie rekombinacji powierzchniowej (w znaczącym stopniu odpowiedzialnej za katastroficzną degradację zwierciadeł) poprzez redukcję liczby nośników. Zastanowiło mnie, czy eliminując jedno niekorzystne zjawisko nie zaburzymy akcji laserowej wywołując spadek koncentracji nośników poniżej poziomu zapewniającego przezroczystość ośrodka.

METODYKA PROWADZONYCH BADAŃ

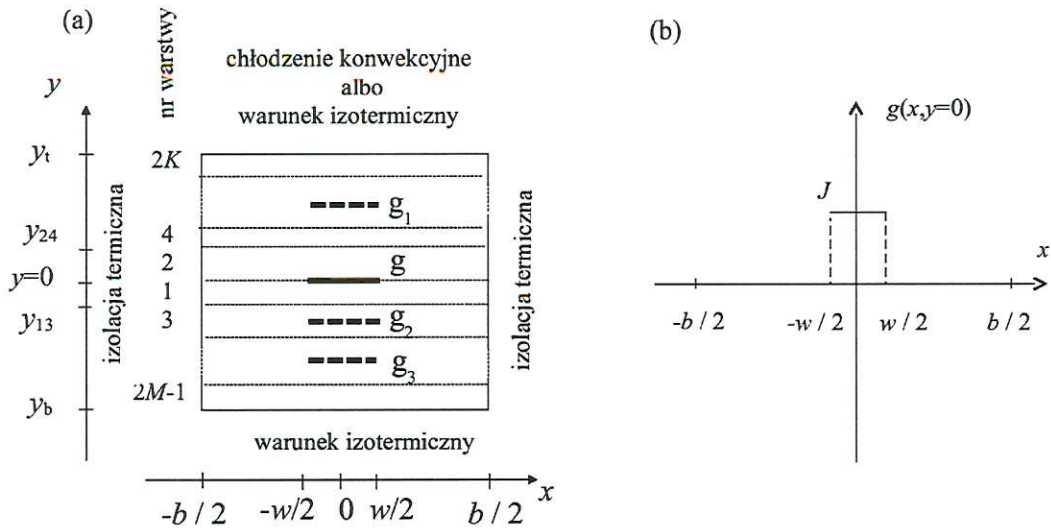
Zjawiska termiczne. Schematyczny widok czipu laserowego ustawionego na chłodnicy przedstawiony jest na rysunku 1. Szkic wykonany jest oczywiście nie w skali: rozmiary czipu to 1-2 mm lub mniej, natomiast rozmiary chłodnicy są rzędu centymetrów. W niektórych konstrukcjach między oboma elementami umieszczona jest przekładka (ang. heat spreader). Chłodnica przekazuje ciepło otoczeniu drogą konwekcji, bądź jest chłodzona cieczą albo chłodziarką Peltiera. Podstawowym równaniem służącym do badania zjawisk termicznych w takim układzie jest paraboliczne równanie przewodnictwa cieplnego

$$\rho(x, y, z)c_h(x, y, z)\frac{\partial T}{\partial t} = \nabla(\lambda(x, y, z)\nabla T) + g(x, y, z, t), \quad (2)$$

gdzie ρ oznacza gęstość ośrodka, c_h - ciepło właściwe, t - czas, λ - przewodność cieplną, T - temperaturę względną (tzn. przewyższającą temperaturę otoczenia), natomiast g opisuje wydajność źródeł ciepła. Oczywiście rozważając skomplikowaną geometrię i mieszane warunki brzegowe uzyskanie rozwiązań analitycznych jest niemożliwe, a numerycznych - bardzo trudne i czasochłonne. Dlatego też często szuka się uproszczeń.

W pracach [H-1, H-3, H-4] zajmowałem się modelem stacjonarnym, 2-wymiarowym, pozwalającym przewidywać temperaturę w przekroju lasera krawędziowego (rysunek 4a). Podstawowa wersja tego modelu została zaprezentowana w pracy [17] i oparta była na następujących założeniach:

- rozważany przyrząd jest prętem o przekroju prostokątnym złożonym z warstw o różnej grubości i różnych własnościach termicznych,
- ścianki boczne oraz górna są izolowane termicznie, u dołu natomiast (na styku



Rysunek 4: Schematyczny przekrój lasera krawędziowego (a). Źródła ciepła występują w modelu jako nieskończenie cienkie paski. Pasek g symbolizuje obszar aktywny o wydajności opisywanej funkcją prostokątną (b). Dodatkowe paski g_1, g_2, g_3 zostały wprowadzone w pracy [H-1] celem zbadania wpływu różnych mechanizmów generacji ciepła na rozkład temperatury w przyrządzie.

z chłodnicą) zakładamy warunek izotermiczny,

- warstwa aktywna jest jedynym źródłem ciepła w strukturze i może być reprezentowana jako nieskończenie cienki pasek o szerokości kontaktu, umieszczony między warstwami falowodowymi (g na rysunku 4a).

W latach późniejszych izolację ścianki górnej zastąpiono chłodzeniem konwekcyjnym [18, 19].

Przy takim podejściu równanie (2) przybiera postać:

$$\nabla(\lambda(y)\nabla T(x, y)) = -g(x, y) \quad (3)$$

Stosując metodę separacji zmiennych [17], dochodzi się do następujących rozwiązań analitycznych² :

$$T_n(x, y) = A_{2K}^{(0)}(w_{A,n}^{(0)} + w_{B,n}^{(0)}y) + \sum_{k=1}^{\infty} A_{2K}^{(k)}[w_{A,n}^{(k)} \exp(\mu_k y) + w_{B,n}^{(k)} \exp(-\mu_k y)] \cos(\mu_k x), \quad (4)$$

dla warstw o numerach n parzystych, położonych nad źródłem ciepła, oraz

$$T_n(x, y) = A_{2M-1}^{(0)}(w_{A,n}^{(0)} + w_{B,n}^{(0)}y) + \sum_{k=1}^{\infty} A_{2M-1}^{(k)}[w_{A,n}^{(k)} \exp(\mu_k y) + w_{B,n}^{(k)} \exp(-\mu_k y)] \cos(\mu_k x) \quad (5)$$

²Prezentowane wyrażenia analityczne $T_n(x, y)$ są moimi oryginalnymi wyprowadzeniami. Podobne (choć nie identyczne) zależności można znaleźć w pracach [17, 18].

dla warstw położonych pod źródłem ciepła (n - nieparzyste). We wzorach (4) i (5) μ_k jest stałą separacji, k numeruje mody cieplne, a $w_{A,n}^{(k)}$, $w_{B,n}^{(k)}$, $A_{2K}^{(k)}$ oraz $A_{2M-1}^{(k)}$ są stałymi determinowanymi przez warunki brzegowe i warunki ciągłości temperatury i strumienia ciepłego na granicach warstw.

W pracy [H-1] badałem wpływ różnych mechanizmów grzania na temperaturę przyrządu i dlatego funkcję $g(x, y)$ przedstawiłem jako zestaw nieskończenie cienkich pasków o różnej wydajności, umieszczonych w środku wybranych warstw (na rysunku 4a zazaczyłem je jako g_1, g_2, g_3). Skorzystałem z liniowości równania przewodnictwa ciepła, rozwiązując je dla każdego paska osobno, badałem otrzymane rozkłady $T(x, y)$, by na końcu je zsumować.

W pracy [H-4] skoncentrowałem się na problemie warunku izotermicznego na dolnej powierzchni czipu. Takie podejście idealizuje chłodnicę zakładając, że jest wykonana z materiału o nieskończonej przewodności cieplnej ($\lambda_{hs} = \infty$, hs - ang. heat sink), co prowadzi do zafałszowania wartości bezwzględnych uzyskiwanych temperatur. Wadę modelu usunąłem zmieniając geometrię układu. Wyniki obliczeń porównywane były z pomiarami prowadzonymi w oparciu o zjawisko przesuwania się charakterystyki spektralnej wiązki laserowej pod wpływem rosnącej temperatury.

W pracy [H-3] zbadałem konsekwencje założenia warunku izotermicznego na górnej powierzchni czipu zamiast stosowanego do tej pory chłodzenia konwekcyjnego. Spowodowało to konieczność zmodyfikowania rozwiązania analitycznego w warstwach nad źródłem ciepła (numerowanych indeksami n parzystymi), które przybrało postać:

$$T_n(x, y) = (\bar{w}_{A,n}^{(0)} A_{2K}^{(0)} + \bar{\bar{w}}_{A,n}^{(0)}) + (\bar{w}_{B,n}^{(0)} A_{2K}^{(0)} + \bar{\bar{w}}_{B,n}^{(0)})y + \sum_{k=1}^{\infty} A_{2K}^{(k)} [w_{A,n}^{(k)} \exp(\mu_k y) + w_{B,n}^{(k)} \exp(-\mu_k y)] \cos(\mu_k x), \quad (6)$$

a więc - patrząc na wzór (4) - zmianie uległy niektóre stałe. Wyniki obliczeń były porównywane z mapami temperatury lasera uzyskanymi metodą termoodbicia w Instytucie Technologii Elektronowej przez dr. Tomasza Ochalskiego.

W rozdziale 6 pracy [H-7] opisałem dynamiczny obraz termiczny linijki laserowej pracującej impulsowo. W tym przypadku należało rozwiązać równanie (2) ze źródłem ciepła

$$g(x, y, z, t) = [g_{AL}(x, y, z) + g_J(x, y, z)]\Theta(t), \quad (7)$$

gdzie g_{AL} opisuje ciepło wydzielające się w obszarze czynnym, g_J - ciepło Joule'a wydzielające się w całej objętości lasera, a $\Theta(t) = 1$ albo 0 odtwarza przebieg prądu pompującego. Z uwagi na złożoność zagadnienia, wspólnie z dr. hab. Zenonem Gniazdowskim wykorzystałem komercyjny program CFDRC oparty na metodzie elementu skończonego. Mimo użycia tak bardzo zaawansowanego narzędzia konieczna była idealizacja chłodnicy (tzn. założenie $\lambda_{hs} = \infty$).

Badając zjawiska termiczne w laserach kaskadowych skoncentrowałem się na obliczeniach przewodności cieplnej obszaru aktywnego w kierunku transwersalnym [H-6].

Kluczową trudnością było uwzględnienie zjawiska określanego jako Thermal Boundary Resistance (TBR), czyli oporu $r_{\text{Bd}}(1 \rightarrow 2)$ jaki doświadcza strumień ciepła przepływający przez granicę ośrodków ponumerowanych cyframi 1 i 2, różniących się własnościami termicznymi i mechanicznymi. Ilościowy opis zjawiska może być zrealizowany za pomocą dwóch modeli rozpraszania fononów: akustycznego (AMM, ang. acoustic mismatch model) i dyfuzyjnego (DMM, ang. diffuse mismatch model).

Obszar aktywny lasera kaskadowego składa się z setek naprzemiennie osadzonych warstw (np. GaAs i $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$). Po wykonaniu wstępnych obliczeń okazało się, że kierunek przepływu ciepła ma nieznaczny wpływ na wartość rezystancji cieplnej interfejsu, więc zastosowałem uśrednienie:

$$r_{\text{Bd}}^{(\text{av})} = \frac{r_{\text{Bd}}(1 \rightarrow 2) + r_{\text{Bd}}(2 \rightarrow 1)}{2}, \quad (8)$$

by następnie użyć wyrażenia:

$$\lambda_{\perp}^{-1} = \frac{d_1}{d_1 + d_2} \lambda_1^{-1} + \frac{d_2}{d_1 + d_2} \lambda_2^{-1} + \frac{k}{d_1 + d_2} r_{\text{Bd}}^{(\text{av})}, \quad (9)$$

gdzie k jest liczbą interfejsów.

Wyniki obliczeń były porównywane z pomiarami przewodności cieplnej supersieci $\text{Si}_{0.84}\text{Ge}_{0.16}/\text{Si}_{0.74}\text{Ge}_{0.26}$ oraz $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ zaprezentowanymi w pracach [5, 20]. Ponadto pokazałem konsekwencje zaniedbania rezystancji cieplnej interfejsów (rysunek 2).

Zjawiska optyczne. Jak wcześniej wspomniałem, w laserach krawędziowych wiązka optyczna formowana jest dzięki efektowi falowodowemu, a wiele wartościowych przewidywań teoretycznych można uzyskać traktując przyrząd jako falowód planarny. Układ jest przedstawiony schematycznie na rysunku 3. Tym razem oś x oznacza kierunek transwersalny, a y - lateralny. Formowanie się transwersalnych modów optycznych opisywane jest równaniem Helmholtza [21]:

$$\frac{d^2\Psi(x)}{dx^2} + [\tilde{n}(x)^2 k_0^2 - \tilde{n}_{\text{eff}}^2 k_0^2] \Psi(x) = 0, \quad (10)$$

W „konwencjonalnych” laserach bipolarnych wzbudzają się mody TE [22]. Wówczas $\Psi = E_y$, a więc jest składową y pola elektrycznego. W laserach kaskadowych wzbudzają się mody TM [23]. Wówczas $\Psi = H_y$, a więc jest składową y pola magnetycznego. Funkcja $\tilde{n}(x)$ opisuje profil zespolonego współczynnika załamania, \tilde{n}_{eff} jest zespolonym efektywnym współczynnikiem załamania, natomiast $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ - wektorem falowym w próżni.

Do rozwiązywania opisywanego powyżej zagadnienia zastosowałem metodę macierzy przejścia (ang. transfer matrix method) [24, 25] zgodnie z którą:

$$\Psi(x) = A_m \exp(i\kappa_m x) + B_m \exp(-i\kappa_m x), \quad (11)$$

gdzie m numeruje warstwy (rysunek 3), $\kappa_m = \sqrt{k_0^2 \tilde{n}_m^2 - \beta^2}$ oraz $\beta = n_{\text{eff}} k_0$ i nazywana jest stałą propagacji. Z punktu widzenia laserów interesujące są tylko mody

prowadzone, co implikuje $A_0 = B_{M+1} = 0$. Ciągłość odpowiednich składowych pola i ich pochodnych na granicach warstw $x = x_m$ prowadzi do równania dyspersyjnego:

$$\chi(\beta) = \gamma_{M+1}m_{11} + \gamma_{M+1}\gamma_0m_{12} + m_{21} + \gamma_0m_{22} = 0, \quad (12)$$

gdzie m_{pq} są elementami macierzy przejścia wyrażonymi w następujący sposób:

$$M = \prod_m M_m = \prod_m \begin{pmatrix} \cos \phi_m & (-i/\gamma_m) \sin \phi_m \\ -i\gamma_m \sin \phi_m & \cos \phi_m \end{pmatrix}, \quad (13)$$

gdzie $\gamma_m = \frac{\kappa_m}{\tilde{n}_m^2 k_0} \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ oraz $\phi_m = \kappa_m d_m$. Znalezienie stałej propagacji modu β determinowanego przez równanie (12), a następnie rozkładu pola określanego wyrażeniem (11) pozwala na analizę kluczowych parametrów przyrządu takich, jak straty falowodowe

$$\alpha_{wg} = 2k_0 I m(\tilde{n}_{eff}), \quad (14)$$

przekrycie pola optycznego z obszarem aktywnym (QW)

$$\Gamma = \frac{\int_{QW} |\Psi(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(x)|^2 dx} \cdot 100\%, \quad (15)$$

oraz kątowna rozbieżność wiązki

$$I(\Theta) = \cos^2(\Theta) \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E_{NFP}(x) \exp(-ik_0 x \sin(\Theta)) dx \right|^2. \quad (16)$$

Zwierciadła laserów krawędziowych są najczęściej jednorodnie i dlatego pole bliskie E_{NFP} (ang. Near Field Pattern) jest polem modu falowodowego przemnożonym przez stałą (w przypadku przełupanych powierzchni GaAs/AlGaAs wynosi ona ok. 0.33). Fakt ten pozwala we wzorze (16) założyć $E_{NFP} = \Psi$.

Badania efektów falowodowych (prace [H-2, H-8÷H-11]) prowadziłem w oparciu o stworzone przeze mnie oprogramowanie w języku Fortran i metody numeryczne opisane w podręczniku [26]. Równanie (12) rozwiązywałem przy pomocy metody Newtona-Raphsona. Całkowanie we wzorze (15) wykonywałem metodą trapezów ze zmiennym krokiem. Pole dalekie (16) obliczałem przy pomocy szybkiej transformaty Fouriera (ang. Fast Fourier Transform).

Warto podkreślić, że opisana wyżej teoria falowodów planarnych znajduje zastosowanie także w analizie 2-wymiarowej. Laser krawędziowy można bowiem traktować jako dwa falowody planarne obrócone względem siebie o 90° . Podejście takie jest nazywane przybliżeniem efektywnego współczynnika załamania (ang. effective index approximation) [27] i zostało przeze mnie zastosowane w pracy [H-8].

Pracujący laser krawędziowy jest diodą p-i-n spolaryzowaną w kierunku przewodzenia. Tak więc w płaszczyźnie złącza pole elektryczne jest zanedbywalnie małe, a ruchem nośników rządzi dyfuzja. Chcąc poznać koncentrację nośników N w obszarze aktywnym wzdłuż osi lasera należy rozwiązać następujące 1-wymiarowe równanie dyfuzji:

$$D \frac{d^2 N}{dz^2} - \frac{c}{n_{eff}} \Gamma G(N) S(z) - \frac{N}{\tau} + \frac{I}{eV} = 0, \quad (17)$$

z warunkami brzegowymi opisującymi rekombinację powierzchniową:

$$D \frac{dN(0)}{dz} = v_{sur} N(0), \quad D \frac{dN(L)}{dz} = -v_{sur} N(L). \quad (18)$$

W równaniu (17) założyłem liniowe wzmocnienie $G(N) = \alpha_{gain}(N - N_{tr})$ oraz czas życia nośników:

$$\tau(N) = \frac{1}{A_{nr} + BN + C_A N^2}. \quad (19)$$

Poszczególne symbole w powyższych równaniach oznaczają: współczynnik dyfuzji (D), gęstość fotonów (S), szybkość rekombinacji powierzchniowej (v_{sur}), prąd pompujący (I), napięcie zasilające (V), koncentrację przezroczystości (N_{tr}), ładunek elektronu (e), współczynniki rekombinacji niepromienistej (A_{nr}), promienistej (B) oraz Auger'a (C_A). Założenie (19) czyni równanie (17) nieliniowym. Do jego rozwiązania użyłem komercyjnego oprogramowania FlexPDE wykorzystujące metodę elementu skończonego. Rozważając lasery ze zmodyfikowanym wstrzykiwaniem nośników [15, 16], w miejsce wartości skalarnej I , wprowadziłem schodkową funkcję opisującą pompowanie:

$$I(z) = \begin{cases} I_p, & \text{for } z > d_{mod}; \\ 0, & \text{for } 0 < z < d_{mod}, \end{cases} \quad (20)$$

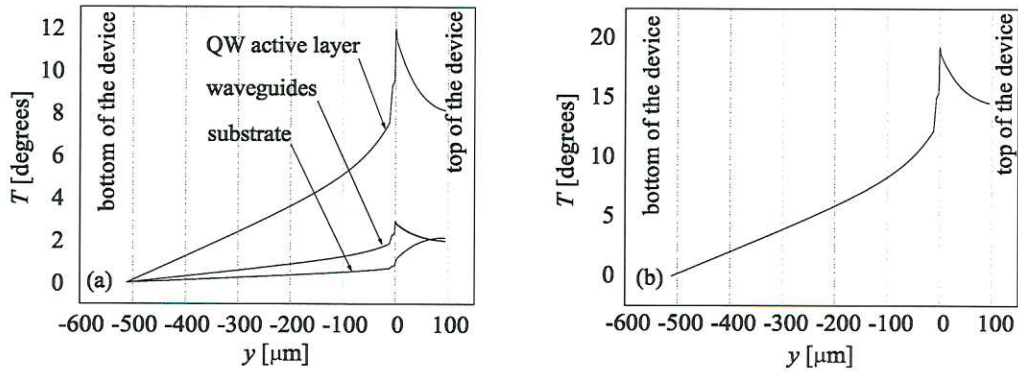
gdzie d_{mod} jest długością zmodyfikowanego kontaktu.

Jestem również autorem oryginalnej, hybrydowej analityczno-numerycznej metody obliczeniowej, stworzonej do rozwiązywania równania (17). W części analitycznej wykorzystałem znaną z mechaniki kwantowej przybliżenie WKB oraz metodę uzmienniania stałych [24, 28]. W części numerycznej wykorzystałem schemat iteracyjny oparty o linearyzację czasu życia nośników i obliczaniu go jako funkcji koncentracji nośników znanej z poprzedniej iteracji.

UZYSKANE WYNIKI, GŁÓWNE OSIĄGNIĘCIA I NOWATORSTWO PRAC

Moje prace [H-1, H-3, H-4] poświęcone są szczegółowemu badaniu i ulepszaniu 2-wymiarowego, stacjonarnego modelu termicznego, opartego na równaniu (3). Najważniejsze wyniki przedstawiam poniżej.

W pracy [H-1] wprowadziłem do modelu wiele paskowych źródeł ciepła (rysunek 4). Takie podejście pozwoliło mi na uwzględnienie różnych mechanizmów generacji ciepła w przyrządzie oraz różnego rozmieszczenia przestrzennego źródeł. Do najciekawszych wyników zaliczam rysunek 5a, gdzie wyznaczyłem osobno rozkłady temperatur pochodzące od źródeł leżących w obszarze aktywnym, górnej i dolnej warstwie falowodowej oraz w podłożu. Korzystając następnie z liniowości równania przewodnictwa cieplnego, zsumowałem poszczególne krzywe otrzymując całkowity rozkład temperatury w przyrządzie na rysunku 5b. Badania te m. in. potwierdziły fakt, że obszar aktywny z zachodzącymi w nim zjawiskami rekombinacji niepromienistej i reabsorbacją promieniowania jest najwydajniejszym źródłem ciepła w laserze.



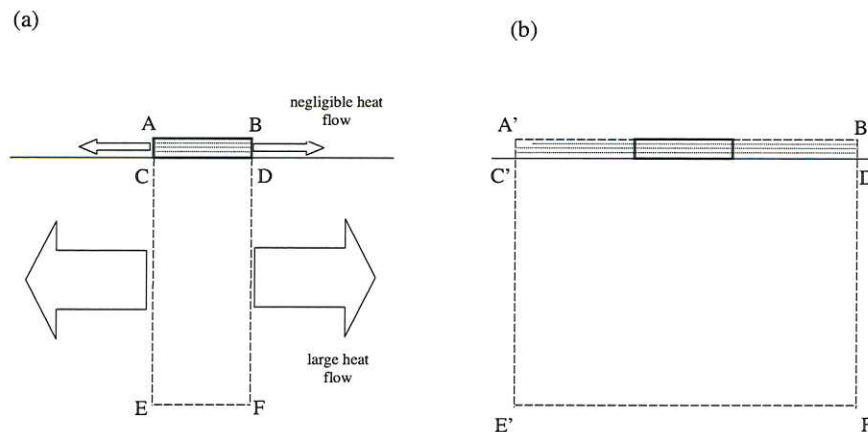
Rysunek 5: Transwersalny profil temperatury narysowany osobno dla źródeł ciepła leżących w różnych warstwach (a) oraz sumaryczny (b).

W pracy [H-4] skoncentrowałem się na udoskonalaniu modelu poprzez stworzenie możliwości uwzględniania nieidealnej chłodnicy, tzn. charakteryzującej się skończoną przewodnością cieplną. Bez szkody dla ogólności rozważań ograniczyłem źródło ciepła do jednego paska g (rysunek 4) o wydajności $J = (UI - P_{wy})/(wL)$, gdzie U, I to napięcie i prąd zasilający, P_{wy} - moc wyjściowa, L - długość rezonatora. Całkowity strumień ciepła płynący przez powierzchnię boczną w położeniu $x = b_r/2$, gdzie b_r jest rzeczywistą szerokością czipu, wynosi:

$$Q_{BD} = \int_{y_b}^{y_t} [-\lambda(y) \frac{\partial}{\partial x} T(\frac{b_r}{2}, y)] dy \quad (21)$$

natomiast całkowity strumień ciepła uwalniany przez źródło wynosi

$$Q_{source} = \int_{-\frac{b_r}{2}}^{\frac{b_r}{2}} g(x) dx. \quad (22)$$



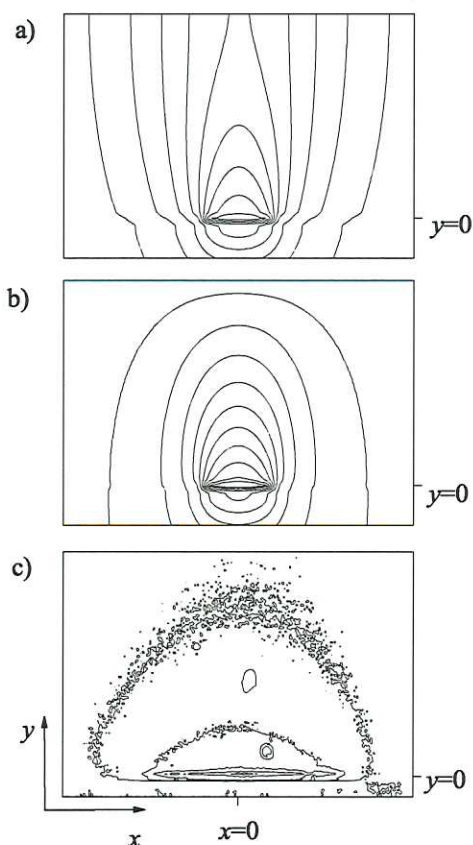
Rysunek 6: Modyfikacja konturu dokonywana celem uwzględnienia nieidealnej chłodnicy.

Abdumalik

Kluczowym dla pracy [H-4] wynikiem jest spostrzeżenie, że przy sztucznym zwiększaniu b iloraz Q_{BD}/Q_{source} pozostaje niemal stały i nie przekracza 1%. W znacznie atrakcyjniejszej formie graficznej przedstawiłem to na rysunku 6. Innymi słowy, przepływ ciepła wewnątrz czipu w kierunku bocznym jest znikomy i dlatego stosowany kontur czipu ABCD z warunkiem izotermicznym na powierzchni CD (rysunek 6a) może zostać zastąpiony konturem A'B'E'F' z warunkiem izotermicznym na E'F' (rysunek 6b). W tym celu:

- sztucznie zwiększamy parametr b ,
- dodajemy u dołu 1 warstwę charakteryzującą się skończoną przewodnością cieplną.

Opisana wyżej modyfikacja konturu jest moim oryginalnym pomysłem. Pozwala obliczyć temperaturę przyrządu z bardzo wysoką dokładnością, co zostało potwierdzone przez porównanie wyników teoretycznych z eksperymentalnymi, zmierzonymi w oparciu o zjawisko przesuwania się charakterystyki widmowej wiązki laserowej wraz ze wzrostem temperatury. Uzyskany wynik jest użyteczny również dla osób stosujących metody numeryczne, gdyż redukuje dysproporcje rozmiarów czipu i chłodnicy do 1 kierunku (transwersalnego)³.



Rysunek 7: Mapy temperatury (izotermy) obliczone przy (a) chłodzeniu konwekcyjnym (23), (b) warunku izotermicznym (24) oraz (c) zmierzone za pomocą termoodbicia.

Handwritten signature: H. Humer

W pracy [H-3] kontynuowałem badania stacjonarnego, 2-wymiarowego modelu termicznego opisywanego w pracach [H-1, H-4]. Tym razem skoncentrowałem się na warunku brzegowym na górnej powierzchni przyrządu $y = y_t$. Kluczowe wyniki przedstawione są na rysunku 7 i 8. Są to rozkłady temperatur:

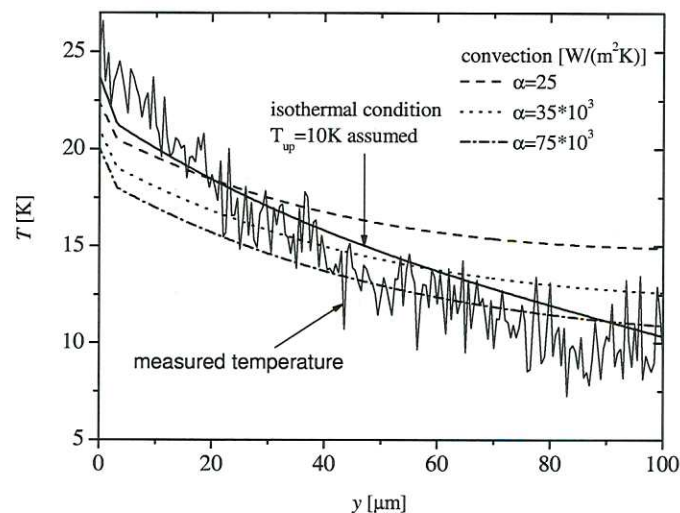
- obliczonych przy założeniu chłodzenia konwekcyjnego

$$-\lambda_{2K} \frac{\partial}{\partial y} T(x, y_t) = \alpha T(x, y_t), \quad (23)$$

- obliczonych przy założeniu stałej temperatury (czyli warunek izotermiczny $T_{up} = const$ na górnej powierzchni przyrządu $y = y_t$)

$$T(x, y_t) = T_{up}, \quad (24)$$

- zmierzonych metodą termoodbicia przez dr. T. Ochalskiego w Instytucie Technologii Elektronowej.



Rysunek 8: Transwersalny profil temperatury w podłożu dla $x = 0$.

Wyniki pokazują wyraźnie, że:

- obydwa podejścia (23) i (24) pozwalają prawidłowo obliczyć temperaturę obszaru aktywnego, a zatem i rezystancje termiczną (jak np. w pracy [H-4]),
- model z warunkiem izotermicznym (24) należy uznać za lepszy, gdyż wykazuje większy stopień zbieżności z wynikami eksperymentalnymi, zarówno jeśli popatrzymy na kształt izoterm na 2-wymiarowej mapie z rysunku 7, jak i profil transwersalny na rysunku 8.

³Dysproporcje między czipem a chłodnicą w kierunku lateralnym znikają wraz ze zwiększeniem b , czyli „rozciągnięciem” czipu.

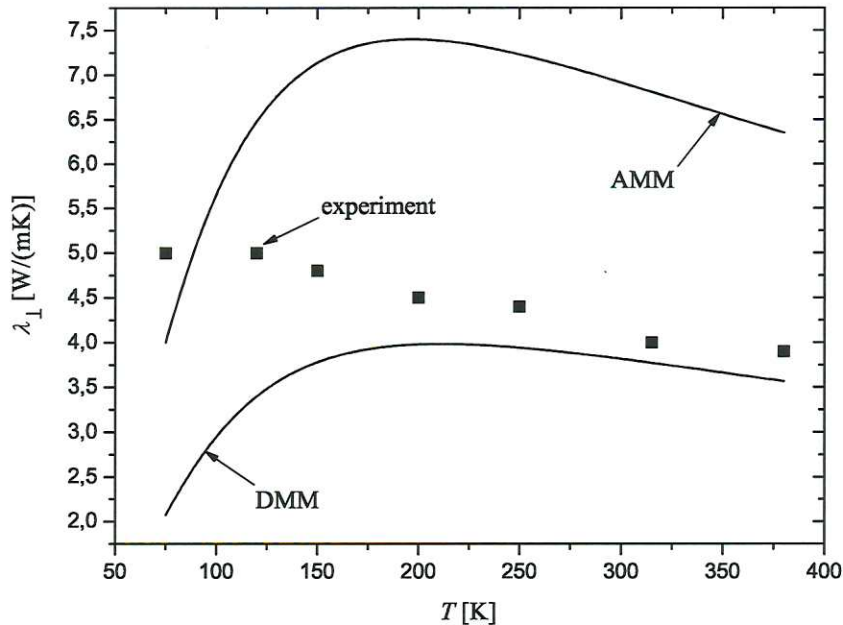
Dodam jeszcze, że użycie warunku (23) nastęrcza duże problemy z określeniem wartości liczbowej współczynnika α , co opisałem w pracy [H-3]. Wartość T_{up} wydaje się znacznie łatwiejsza do ustalenia, np. na drodze bezpośredniego pomiaru.

W pracy [H-5] zaprezentowałem oryginalną, hybrydową analityczno-numeryczną metodę rozwiązywania równania (17) opisującego dyfuzję nośników wzdłuż osi lasera krawędziowego. Została ona pomyślnie przetestowana i wykazała się zaletami (szybkość, niewrażliwość na lokalnie duże gradienty koncentracji nośników) w porównaniu do programów komercyjnych opartych na metodzie elementu skończonego.

Tabela 1: Wyniki dla supersieci $\text{Si}_{0.84}\text{Ge}_{0.16}/\text{Si}_{0.74}\text{Ge}_{0.26}$. Prawie wszystkie wartości obliczone λ_{\perp} [W/(mK)] mieszczą się w zakresie błędu pomiarowego $\Delta\lambda_{\perp}(\text{zmi}erzone) = \pm 2.5$ [W/(mK)] (wg. rysunek 3 w [20]).

SL period [nm]	$\lambda_{\perp}(\text{AMM})$	$\lambda_{\perp}(\text{DMM})$	$\lambda_{\perp}(\text{zmi}erzone)$
10	5.4	3.7	~ 7
15	6.6	4.8	~ 7
20	7.5	5.6	~ 7

W pracy [H-6] opracowałem dwa stosunkowo proste modele pozwalające oszacować λ_{\perp} obszaru aktywnego lasera kaskadowego przy pomocy łatwo dostępnych mechanicznych i termicznych parametrów materiałowych. Modele te, skonfrontowane następnie z wynikami prezentowanymi w literaturze światowej (prace [5, 20]), wykazały się bardzo wysoką precyzją przewidywań.



Rysunek 9: Wartości λ_{\perp} obliczone dla obszaru czynnego lasera kaskadowego $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$. Kwadraty pokazują wartości zmierzone w pracy [5].

Tabela 1 przedstawia wyniki dla supersieci $\text{Si}_{0.84}\text{Ge}_{0.16}/\text{Si}_{0.74}\text{Ge}_{0.26}$. Należy za-

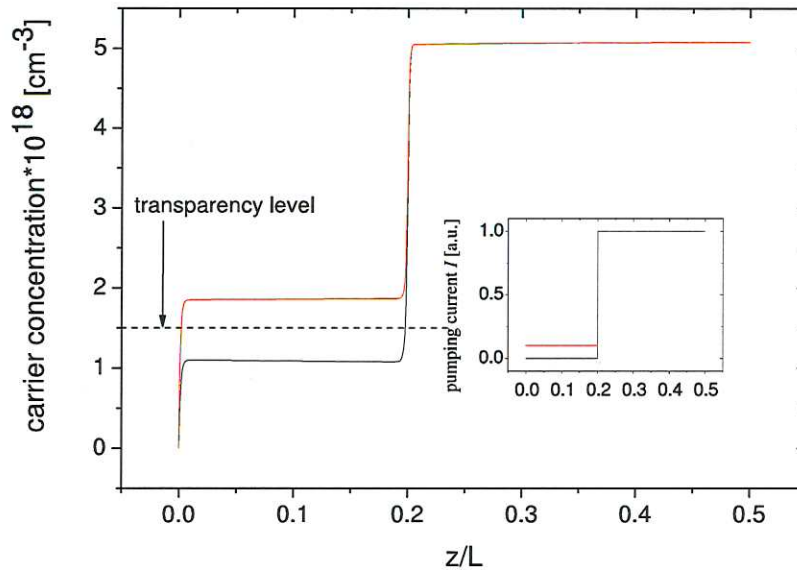
Alhomeni

uważyć, że, ze względu na błąd pomiaru podawany przez autorów pracy eksperymentalnej [20], $4.5 < \lambda_{\perp}(\text{zmierzone}) < 9.5$ [W/(mK)]. Tak więc wszystkie (za wyjątkiem jednego) wyniki teoretyczne mieszczą się w podanym wyżej przedziale.

Rysunek 9 przedstawia wyniki dla obszaru aktywnego lasera kaskadowego GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As. Oba modele (zarówno AMM, jak i DMM) prowadzą do zdecydowanej redukcji rozbieżności między wynikami teoretycznymi i doświadczalnymi. Widać to szczególnie wyraźnie, gdy porówna się wykresy z rysunków 2 i 9. W tym pierwszym przypadku użycie wzoru (1) zamiast (9), a więc - innymi słowy - zaniedbanie oporu cieplnego interfejsów, prowadzi do rozbieżności sięgających rzędu wielkości między wielkościami λ_{\perp} obliczanymi i mierzonymi. Ponadto, na rysunku 9 punkty pomiarowe układają się pomiędzy krzywymi AMM i DMM. Fakt ten jest zrozumiały, jeśli wnuknie się w podstawy fizyczne obu podejść teoretycznych, które różnią się sposobem obliczania prawdopodobieństw przejść fononów $\alpha_{1 \rightarrow 2}$ przez interfejsy rozdzielające różne ośrodki. W przypadku AMM zakłada się, że fonony propagują się jak fala akustyczna przez ośrodek ciągły (a nie sieć krystaliczną). Podejście to sprawdza się w przypadku idealnie gładkich interfejsów. W przypadku DMM zakłada się, że fonony przekraczają granicę ośrodków dyfuzyjnie, co zachodzi w przypadku interfejsów chropowatych. W rzeczywistości przypadki skrajne spotyka się rzadko. Najczęściej obserwujemy superpozycję obu obrazów, co zostało ujęte w pracy [29] w postaci fenomenologicznej zależności:

$$\alpha_{1 \rightarrow 2} = P\alpha_{1 \rightarrow 2}^{\text{AMM}} + (1 - P)\alpha_{1 \rightarrow 2}^{\text{DMM}}, \quad (25)$$

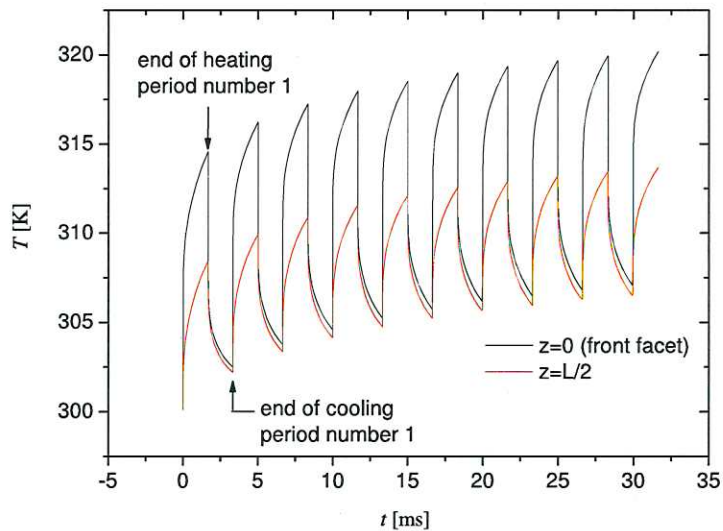
gdzie $0 \leq P \leq 1$ określa się angielskim terminem „interface specularity parameter”. Fakt, że punkty pomiarowe na rysunku 9 leżą w większości znacznie bliżej krzywej



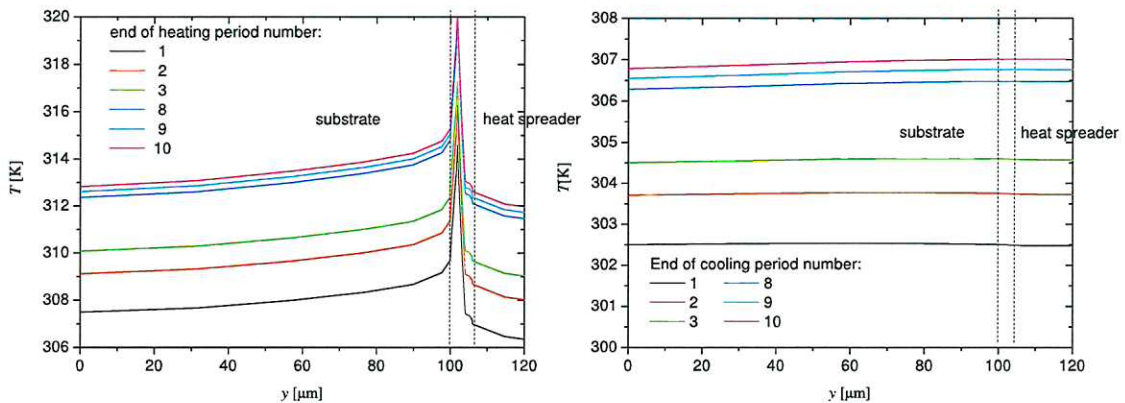
Rysunek 10: Koncentracja nośników wzdłuż osi lasera krawędziowego dla dwóch profili pompowania $I(z)$.

DMM potwierdza występowanie dużych chropowatości w układach epitaksjalnych GaAs/AlGaAs opisane w pracy [30].

W rozdziale 3.3 pracy [H-7] wykazałem, że blokowanie przepływu prądu pompującego przy zwierciadle prowadzi do niepożądanego spadku koncentracji nośników poniżej poziomu przezroczystości ośrodka: $N < N_{tr}$ (ang. *tr* - transparency). Rozwiązaniem może być kontakt segmentowy. Segment przy zwierciadle pompowany prądem zaledwie $0.1I_0$ już zapewnia przezroczystość ośrodka, co pokazane jest na rysunku 10.



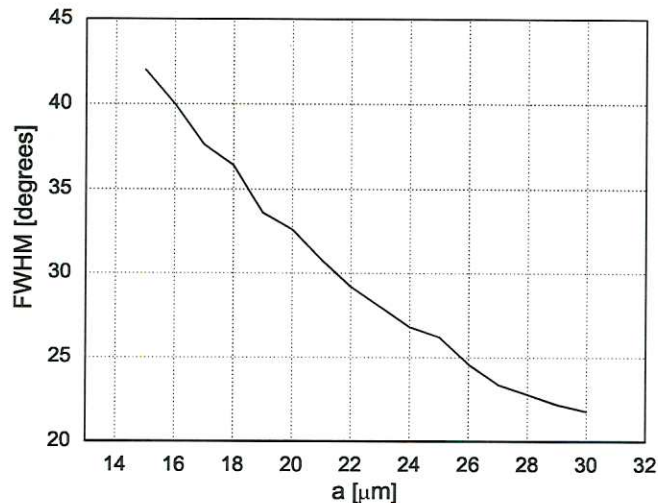
Rysunek 11: Temperatura środkowego emitera linijki laserowej wykreślona w funkcji czasu.



Rysunek 12: Transwersalny profil temperatury na przednim zwierciadle środkowego emitera. Pionowe przerywane linie wskazują krawędzie przekładki (ang. heat spreader) i podłoża.

W rozdziale 6 pracy [H-7] obliczyłem dynamiczny obraz temperatury wewnątrz linijki laserowej (rysunki 11 i 12). Mimo założeń upraszczających (np. $\lambda_{hs} = \infty$, czyli idealizacji chłodnicy) obliczenia na dobrej klasy komputerze osobistym trwały ok. 2

tygodni. Doświadczenie to utwierdziło mnie w przekonaniu o przydatności modeli uproszczonych, w tym analitycznych, którymi często się zajmowałem.

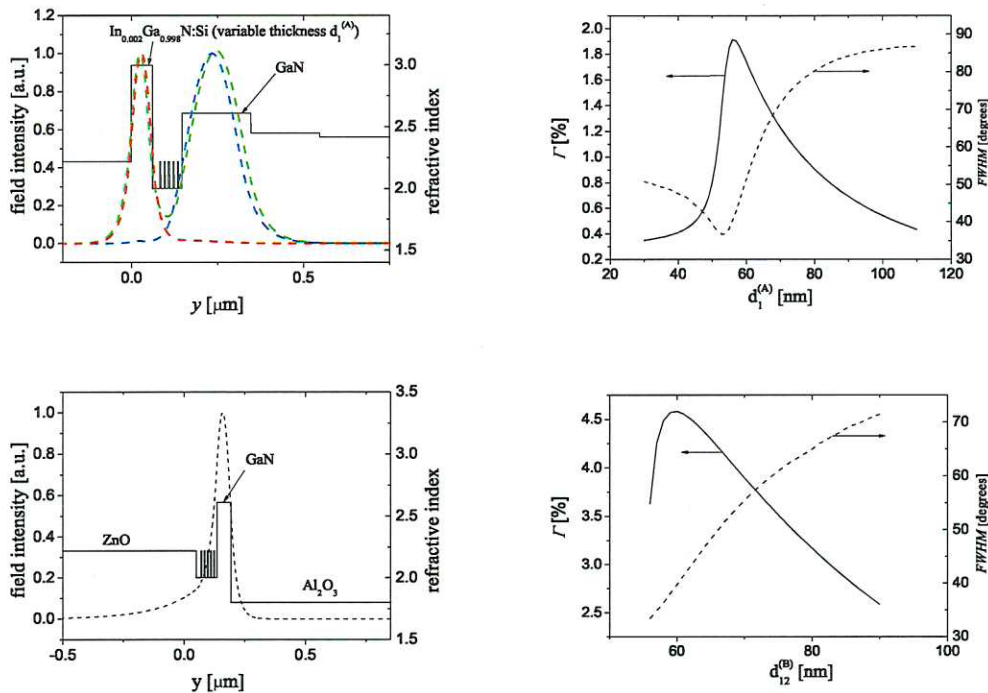


Rysunek 13: Rozbieżność promieniowania wychodzącego spośród dwóch płyt metalowych oddalonych od siebie o a .

W pracy [H-8] przedmiotem badań był wytworzony w ITE laser kaskadowy Ga-As/Al_{0.45}Ga_{0.55}As emitujący promieniowanie $\lambda_0 = 9.4\mu\text{m}$. Odpowiednie proporcje między λ_0 i rozmiarami rezonatora pozwoliły na zastosowanie przybliżenia efektywnego współczynnika załamania [31]. W kierunku transversalnym udało się osiągnąć dobrą zgodność między rozbieżnością wiązki obliczoną i zmierzoną. W kierunku bocznym zamodelowałem laser jako układ dwóch metalowych płyt oddalonych od siebie o a . Silna zależność rozbieżności wiązki od tego parametru (rysunek 13) i porównanie wyników teoretycznych z pomiarami pozwoliło oszacować szerokość obszaru czynnego na $19\mu\text{m}$. Zważywszy, że łatwa do precyzyjnego zmierzenia odległość między rowkami (ang. trench) na górnej powierzchni przyrządu wynosiła $15\mu\text{m}$, uzyskana wartość wygląda bardzo wiarygodnie. Można zatem stwierdzić, iż opracowany model ze wsparciem eksperymentalnym pozwolił na dokładniejsze, nieinwazyjne poznanie struktury wewnętrznej badanego lasera kaskadowego.

W pracy [H-9], współpracując ściśle z technologami, zaproponowałem dwie pompowane elektrycznie struktury laserowe ZnO/Zn_{0.8}Mg_{0.2}O emitujące promieniowanie o długości fali $\lambda_0 = 380\text{ nm}$. Pierwsza z nich (oznaczana literą A) wytworzona jest na podłożu GaN, druga (oznaczana literą B) - na podłożu Al₂O₃. Wyniki obliczeń zaprezentowane są na rysunku 14. Szczegółowy opis struktur wraz ze składem chemicznym i grubość warstw znajduje się w pracy [H-9]. Wnioski płynące z uzyskanych wyników oraz istotne uwagi można zebrać w następujących punktach:

- Główna przeszkoda w wytworzeniu pompowanego elektrycznie lasera ZnO/ZnMgO tkwi w niemożności wytworzenia warstwy tlenkowej typu p . Dlatego zaproponowaliśmy użycie GaN typu p .
- Niestety, GaN charakteryzuje się wyższym współczynnikiem załamania od



Rysunek 14: Wyniki dla laserów ZnO/ $\text{Zn}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{O}$ na podłożu GaN (u góry) i Al_2O_3 (u dołu).

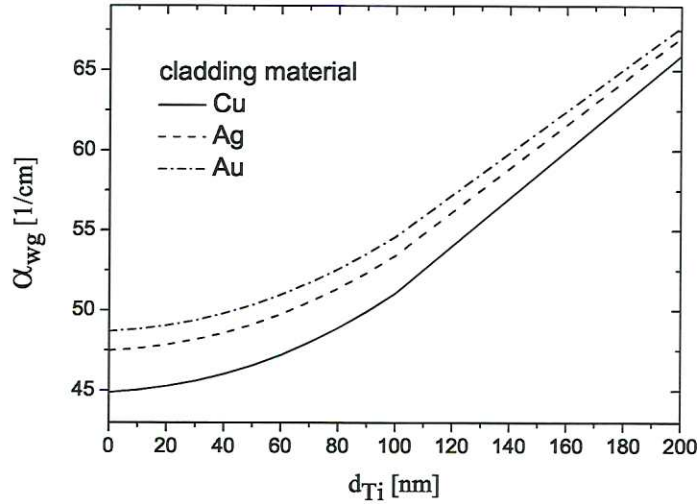
ZnO. Fakt ten powoduje, że mod optyczny skupiony jest poza warstwą aktywną i trudno jest zapewnić wystarczająco dużą wartość parametru Γ . Z tego powodu nasze badania skoncentrowane były na aspekcie optycznym.

- W strukturze A proponujemy wykorzystanie materiału $\text{In}_{0.002}\text{Ga}_{0.998}\text{N} : \text{Si}$ charakteryzującego się nadzwyczaj wysokim współczynnikiem załamania. Materiał ten został opisany dopiero niedawno przez badaczy polskich [32], a jego własności dla fal o długości $\lambda_0 = 380$ nm znamy z bezpośrednich rozmów z autorami.
- Dla struktury A najkorzystniej jest, jeśli warstwa $\text{In}_{0.002}\text{Ga}_{0.998}\text{N} : \text{Si}$ ma grubość $52 < d_1^{(A)} < 59$, gdyż wówczas FWHM jest minimalny, a Γ maksymalny.
- Dla struktury B FWHM w funkcji $d_{12}^{(B)}$ monotonicznie rośnie, więc optymalizacja powinna być prowadzona ze względu na Γ . W ten sposób można wskazać $57 < d_{12}^{(B)} < 60$ jako najkorzystniejszy zakres grubości warstwy GaN.

W pracy [H-10] przedmiotem badań były falowody metalowe stosowane w kaskadowych laserach terahercowych. Badania koncentrowały się na wielkości strat falowodowych α_{wg} w zależności od zastosowanego metalu. Za najważniejszy wynik uznają wykres przedstawiony na rysunku 15. Na jego podstawie można stwierdzić, że warstwa Ti o grubości nie przekraczającej 30-40 nm praktycznie nie wpływa na

Tabela 2: Wyniki dla badanego kaskadowego lasera terahercowego ($\lambda_0 = 100\mu m$) z okładkami wykonanymi z różnych metali [H-10].

Metal	\tilde{n}_{metal}	$\alpha_{wg} [cm^{-1}]$
Cu	227.6 + i 340.2	44.87
Ag	204.6 + i 264.1	47.49
Au	188.3 + i 237.4	48.69
Ni	123.0 + i 157.2	54.43
Pt	113.8 + i 132.4	57.92
Ti	57.4 + i 65.9	78.10



Rysunek 15: Wpływ grubości warstwy separującej Ti na straty falowodowe [H-10].

α_{wg} . Jest to niezwykle istotna wskazówka technologiczna z następującego powodu. Metale zapewniające niski poziom α_{wg} niestety łatwo dyfundują do warstw półprzewodnikowych, tym samym uszkadzając laser. Ponadto odznaczają się słabą adhezją do podłoża. Ti jest wolne od wspomnianych wad, więc może pełnić rolę warstwy adhezyjnej. Nie powinno się natomiast stosować tego metalu w roli okładek ze względu na wysokie α_{wg} , co pokazuje tabela 2.

Badania opisane w pracy [H-10] pokazały, jak słabo poznane są właściwości optyczne metali w zakresie terahercowym. Dlatego motywem przewodnim mojej następnej pracy [H-11] był rachunek błędów zastosowany do analizy strat falowodowych. Wprowadziłem następującą notację: $\tilde{n}^{(\mu)} = n_R^{(\mu)} + in_I^{(\mu)}$, gdzie $\mu = AR, CL, ME$ oznaczało odpowiednio obszar aktywny, warstwę podkontaktową i kontakt metalowy. Metoda różniczki zupełnej pozwoliła mi oszacować błąd bezwzględny [34]:

$$\Delta\alpha_{wg} = \sum_{\mu,p} \left| \frac{\partial\alpha_{wg}}{\partial n_p^{(\mu)}} \right| \Delta n_p^{(\mu)}, \quad (26)$$

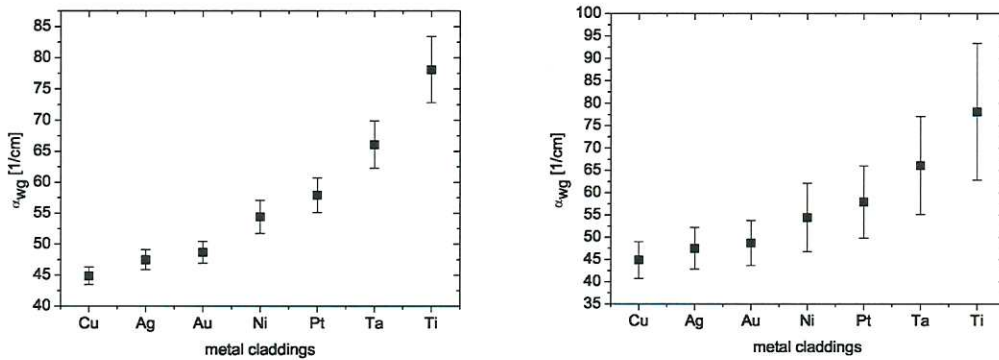
gdzie $p = R$ albo I . Prawa strona powyższego wzoru zawiera 6 składników, które mogą być łatwo zinterpretowane fizycznie na następującym przykładzie. Człon

Handwritten signature

$|\frac{\partial \alpha_{wg}}{\partial n_R^{(ME)}}| \Delta n_R^{(ME)}$ opisuje wkład niepewności wartości rzeczywistej części współczynnika załamania danego metalu do $\Delta \alpha_{wg}$. Pozostałe składniki wzoru (26) należy interpretować analogicznie. Silne nieliniowości i duży zakres niepewności rzeczywistych oraz urojonych części współczynników załamania skłoniły mnie do przekształcenia wzoru (26) do postaci:

$$\Delta \alpha_{wg} = \sum_{\mu, p} \max |\alpha_{wg}(N_p^{(\mu)} - \Delta n_p^{(\mu)} < n_p^{(\mu)} < N_p^{(\mu)} + \Delta n_p^{(\mu)}) - \alpha_{wg}(N_p^{(\mu)})|. \quad (27)$$

Równanie nadal zawiera 6 składników o analogicznej jak poprzednio interpretacji fizycznej. $N_p^{(\mu)}$ oznacza wartość współczynnika załamania obliczoną wg. modelu Drudego [35, 36]. W omawianej pracy uznaję ją za dokładną.



Rysunek 16: Straty falowodowe wraz ze słupkami błędów obliczone dla $\delta n_R^{(ME)}, \delta n_I^{(ME)} = \pm 10\%$ (z lewej) oraz $\delta n_R^{(ME)}, \delta n_I^{(ME)} = \pm 25\%$ (z prawej). Błędy współczynników załamania warstw półprzewodnikowych zostały zaniedbane, czyli w równaniu (27) założyłem $\mu = ME$ [H-11].

Za najważniejszy wynik pracy [H-11] uważam wykresy przedstawione na rys 16. Analizując słupki błędów nietrudno dostrzec, że klasyfikacja jak w tabeli 2 jest wiarygodna (za wyjątkiem Au i Ag) dla $\delta n_R^{(ME)}, \delta n_I^{(ME)} = \pm 10\%$. Dla $\delta n_R^{(ME)}, \delta n_I^{(ME)} = \pm 25\%$ błędy są natomiast tak duże, że wyselekcjonowanie metalu zapewniającego najmniejsze straty falowodowe jest praktycznie niemożliwe. W tym miejscu należy zauważyć, że najwyższą osiągniętą dokładność pomiarów szacuje się na $\pm 37\%$ [37]. Powyższe fakty skłoniły mnie i współautorów mojej pracy do sformułowania następującego wniosku. Do optymalizacji falowodów metalowych używanych w terahercowych laserach kaskadowych niezbędne są znacznie precyzyjniejsze pomiary własności optycznych rozważanych metali. Wymaganą dokładność można określić na poziomie ok. $\pm 10\%$. Jeśli z jakichkolwiek przyczyn warunek ten nie będzie mógł zostać spełniony, dalsze prace nad optymalizacją rozważanych falowodów powinny być prowadzone w oparciu o inne kryteria, np. minimalizację ryzyka szkodliwej dyfuzji metalu do warstw półprzewodnikowych, zapewnienie najlepszego kontaktu omowego, albo najbardziej efektywnego odprowadzania ciepła.

PODSUMOWANIE

Dotychczas opisywałem mój jednotematyczny cykl [H-1÷H-11] wyodrębniając wyraźnie działy poświęcone motywacji, metodyce oraz wynikom. Poniżej podsumuję te rozważania dla każdej publikacji osobno kładąc jednocześnie nacisk na nowatorstwo prowadzonych przeze mnie badań. W tabeli 3 prezentuję zestawienie informacji na temat oceny parametrycznej czasopism, w których moje prace z cyklu zostały opublikowane.

Tabela 3: Zestawienie informacji na temat oceny parametrycznej czasopism, w których opublikowałem prace [H-1÷H-11].

Praca	Rok publikacji	IF w roku publikacji	Punktacja MNiSW
[H-1]	2004	-	-
[H-2]	2007	3.596	40
[H-3]	2007	0.609	20
[H-4]	2007	2.2	35
[H-5]	2010	0.354	15
[H-6]	2011	2.544	35
[H-7]	2011	-	-
[H-8]	2013	-	-
[H-9]	2014	1.616	25
[H-10]	2015	1.29	20
[H-11]	2016	2.772	35
Łącznie:		14.981	225

Praca [H-1] (M. Szymański i inni, The influence of different heat sources on temperature distributions in broad-area diode lasers, Proc. SPIE, 2004)

W pewnym stacjonarnym, 2-wymiarowym modelu termicznym lasera krawędziowego źródło ciepła sprowadzone jest do nieskończonego cienkiego paska zlokalizowanego w warstwie aktywnej o wydajności $J = (P_{wy} - UI)/(wL)$. Postanowiłem przeanalizować osobno wpływ każdego mechanizmu generacji ciepła na temperaturę przyrządu.

Wprowadziłem wiele pasków grzejących (rysunek 4). Równanie przewodnictwa cieplnego (3) rozwiązałem metodą separacji zmiennych dla każdego paska osobno.

Sporządziłem unikalne wykresy temperatury w funkcji położenia (rysunek 5) przy założeniu jednego mechanizmu grzejącego. Potem, korzystając z liniowości równania przewodnictwa cieplnego, zsumowałem te wykresy otrzymując rzeczywisty profil temperatury pracującego lasera. Praca została zacytowana przez znanych badaczy w prestiżowych czasopismach naukowych [38, 39].

Praca [H-2] (A. Kozłowska, M. Szymański i inni, Tailoring of optical mode profiles of high-power diode lasers evidenced by near-field photocurrent spectroscopy, Appl.

Phys. Lett., 2007)

Sformułowaliśmy hipotezę o przydatności doświadczalnych technik NSOM (ang. near-field optical spectroscopy) i NPC (ang. near-field photocurrent) do badania wysokiej mocy diod laserowych. Postanowiliśmy to wykazać na przykładzie trzech struktur laserowych zawierających naprężone studnie kwantowe GaAsP ($\lambda_0 = 808nm$) wyhodowane na podłożu GaAs.

W części obliczeniowej kluczowym problemem było uzyskanie transversalnych modów optycznych dla badanych struktur, a następnie kształtu wiązki laserowej w polu dalekim. Pierwsze zadanie zrealizowałem za pomocą komercyjnego programu Photon Design, drugie - stosując szybką transformatę Fouriera zgodnie ze wzorem (16).

Profile wiązki laserowej obliczone i zmierzone zostały porównane w formie graficznej. Wysoka zgodność wyników dowiodła, że NPC jest znakomitą, nieniszczącą metodą badania przyrządów optoelektronicznych, w szczególności wysokiej mocy diod laserowych.

Praca [H-3] (M. Szymański, Two-dimensional model of heat flow in broad-area laser diode: discussion of the upper boundary condition, Microelectron. J., 2007)

W ITE dr Tomasz Ochalski uruchomił stanowisko do pomiarów termoodbiciowych laserów. Oznaczało to, że badając laser krawędziowy pompowany prądem niewiele większym od progowego można otrzymać mapę temperatury w jego przekroju równoległym do powierzchni zwierciadeł. Wyniki eksperymentalne wykazywały niezgodność z teoretycznymi co do kształtu izoterm (por. rysunki 7a i 7c). Podejrzewałem, że za obserwowaną rozbieżność odpowiada warunek brzegowy na górnej powierzchni przyrządu. Do tej pory wszyscy badacze zakładali chłodzenie konwekcyjne (23), niekiedy podstawiając $\alpha=0$, czyli termiczną izolację. Postanowiłem zmienić ten schemat postępowania wybierając warunek izotermiczny (24).

W toku prac [H-1, H-4], stosując metodę separacji zmiennych do 2-wymiarowego, niezależnego od czasu równania przewodnictwa ciepła (3), otrzymałem wyrażenia (4) i (5) opisujące temperaturę wewnątrz lasera krawędziowego przy założeniu chłodzenia konwekcyjnego u góry (23). Metodę separacji zmiennych zastosowałem ponownie, lecz zmieniłem warunek (23) na izotermiczny (24). Spowodowało to konieczność zmodyfikowania rozwiązania analitycznego w warstwach nad źródłem ciepła, które przybrało postać (6).

Na podstawie porównań obliczeń z wynikami pomiarów termoodbiciowych pokazałem, że warunek izotermiczny (24) na górnej powierzchni przyrządu zapewnia wierne odwzorowanie temperatury wewnątrz lasera krawędziowego. Jego zastosowanie w omawianym tu kontekście jest moim oryginalnym pomysłem nigdy wcześniej w literaturze nie spotykanym.

Praca [H-4] (M. Szymański i inni, Two-dimensional model of heat flow in broad-area laser diode mounted to the non-ideal heat sink, J. Phys. D: Appl. Phys., 2007)

W modelach termicznych laserów krawędziowych powszechną praktyką było zakładanie warunku izotermicznego na styku czip-chłodnica. Oznaczało to idealizację chłodnicy ($\lambda_{hs} = \infty$). Podejrzywałem, że prowadzi to do zafałszowań przy obliczaniu temperatury zwłaszcza przy najczęściej spotykanym montażu „p-down”, gdzie obszar czynny (najwydajniejsze źródło ciepła) położony jest bardzo blisko chłodnicy. Postanowiłem opracować model uwzględniający chłodnicę realistyczną ($\lambda_{hs} < \infty$).

Posłużyłem się modelem analitycznym z pracy [H-1]. Zbadałem rozptyw ciepła w czipie w kierunku bocznym. Okazał się znikomy: $Q_{BD}/Q_{source} \leq 1\%$, gdzie Q_{BD} i Q_{source} są określone wzorami (21) i (22).

Pokazałem, że realistyczna chłodnica może zostać uwzględniona poprzez modyfikację konturu (rysunek 6) polegającą na sztucznym zwiększeniu szerokości czipu b i dodaniu u dołu warstwy charakteryzującej się skończoną wartością λ_{hs} . W pracy osiągnąłem wyraźną zbieżność rezystancji termicznych zmierzonych i obliczonych. Uzyskane wyniki są użyteczne również dla osób stosujących metody numeryczne: redukują znaczne dysproporcje rozmiarów czipu i chłodnicy do jednego kierunku (transwersalnego).

Praca [H-5] (M. Szymański, A new method for solving non-linear carrier diffusion equation in axial direction of broad-area lasers, Int. J. Numer. Model., 2010)

Równanie (17) opisujące dyfuzję nośników wzdłuż osi lasera krawędziowego często bywa elementem skomplikowanych samouzgodnionych modeli termicznych. Z drugiej strony profil $N(z)$ w laserach bipolarnych charakteryzuje się łagodnymi zmianami na prawie całej długości rezonatora i gwałtownymi spadkami tuż przy zwierciadłach. Tego typu przebieg nastęrcza trudności przy poszukiwaniu rozwiązań numerycznych. Postanowiłem opracować oryginalną hybrydową analityczno-numeryczną metodę obliczeniową, szybką i niewrażliwą na lokalnie duże gradienty poszukiwanej funkcji.

W części analitycznej wykorzystuję znane z mechaniki kwantowej przybliżenie WKB oraz metodę uzmienniania stałych [24, 28]. W części numerycznej wykorzystuję schemat iteracyjny: linearyzuję czas życia nośników i obliczam go jako funkcję koncentracji nośników znaną z poprzedniej iteracji.

Opracowana przeze mnie metoda została pomyślnie przetestowana i wykazała się zaletami (szybkość, niewrażliwość na lokalnie duże gradienty koncentracji nośników) w porównaniu do programów komercyjnych opartych na metodzie elementu skończonego.

Praca [H-6] (M. Szymański, Calculation of the cross-plane thermal conductivity of a quantum cascade laser active region, J. Phys. D: Appl. Phys., 2011)

Następujące przyczyny rozważane razem skłoniły mnie do badań opisanych w niniejszej pracy:

- najefektywniejsze źródła ciepła prowadzące do szkodliwego wzrostu temperatury lasera kaskadowego zlokalizowane są w obszarze aktywnym,

- liczne pomiary (np. [5, 20]) jednoznacznie dowodzą, że przewodność cieplna tego obszaru jest znacząco zredukowana (tym samym odprowadzanie ciepła jest utrudnione),
- brak jest stosunkowo prostej a zarazem dokładnej metody pozwalającej szacować przewodność cieplną obszaru aktywnego [40, 41].

W pracy [42] wykazano, że w laserze kaskadowym ciepło płynie głównie w kierunku transwersalnym i dlatego moje badania skoncentrowały się na szacowaniu przewodności cieplnej w tym właśnie kierunku. Kluczem do uzyskania stosunkowo dokładnych wartości λ_{\perp} było uwzględnienie rezystancji termicznej interfejsów r_{Bd} . Dokonałem tego zakładając, że ciepło jest strumieniem fononów, które propagują się przez ośrodek ciągły niczym fala płaska (tzw. przybliżenie AMM) albo przekraczają granice ośrodków dyfuzyjnie (tzw. przybliżenie DMM) [3]. Obliczenia wykonałem posługując się pakietem Mathematica. W obydwu przypadkach program zawierał zaledwie ok. 120 linii kodu. Parametrami wejściowymi były łatwo dostępne dane materiałowe termiczne i mechaniczne. Uzyskane przeze mnie wyniki obliczeń wykazały bardzo dobrą zbieżność z pomiarami prezentowanymi w literaturze światowej (tabela 1 i rysunek 9). Jednocześnie pokazałem, że zaniedbanie r_{Bd} prowadzi do błędów sięgających nawet rzędu wielkości (rysunek 2).

Praca [H-7] (rozdział 3.3 w M. Szymański, Mathematical models of heat flow in edge-emitting semiconductor lasers, Heat Conduction / Book 2, Ed. INTECH, 2011)

W pracach [15, 16] napotkałem lasery krawędziowe z zablokowanym pompowaniem w pobliżu zwierciadła. Modyfikacja konstrukcji miała na celu ograniczenie rekombinacji powierzchniowej, a więc minimalizację ryzyka katastroficznej degradacji zwierciadeł. Zaniepokoiło mnie jednak, czy zabieg taki nie zaszkodzi laserowi w inny sposób: powodując spadek koncentracji nośników poniżej poziomu przezroczystości.

Korzystając z komercyjnego oprogramowania FlexPDE opartego na metodzie elementu skończonego rozwiązałem równanie (17) z warunkami brzegowymi (18).

Pokazałem, że całkowite zablokowanie przepływu prądu przy zwierciadle prowadzi do szkodliwej sytuacji $N < N_{tr}$. Jako rozwiązanie zaproponowałem kontakt segmentowy. Segment przy zwierciadle pompowany prądem zaledwie $0.1I_0$ już zapewnia przezroczystość ośrodka (rysunek 10).

Praca [H-7] (rozdział 6 w M. Szymański, Mathematical models of heat flow in edge-emitting semiconductor lasers, Heat Conduction / Book 2, Ed. INTECH, 2011)

Następujące czynniki skłoniły mnie do zajęcia się niniejszym tematem:

- dostępność w ITE wysokiej klasy programu komercyjnego CFDRC,
- chęć współpracy ze strony dr. hab. Zenona Gniazdowskiego, który posiadał duże doświadczenie w posługiwaniu się tym programem,

- rzadkie i skąpe doniesienia w literaturze światowej na temat dynamicznego zachowania termicznego laserów krawędziowych lub linijek laserowych.

Dynamiczne, 3-wymiarowe równanie przewodnictwa cieplnego (2) rozwiązałem przy użyciu komercyjnego programu CFDRC opartego na metodzie elementu skończonego.

Uzyskałem unikalne rozkłady temperatur w całej objętości linijki laserowej pracującej w reżimie impulsowym ze współczynnikiem wypełnienia 1/2 dla pierwszych 10-ciu okresów prądu pompującego (rysunki 11 i 12).

Praca [H-8] (M. Szymański i inni, Calculation of beam divergence of a quantum cascade laser by effective index method, Proc. SPIE, 2013)

Prowadzone w ITE prace doświadczalne nad laserami kaskadowymi GaAs/Al_{0.45}Ga_{0.55}As emitującymi promieniowanie $\lambda_0 = 9.4\mu\text{m}$, a w szczególności precyzyjne pomiary pola dalekiego wiązki w obu kierunkach, skłoniły mnie do przeprowadzenia 2-wymiarowej analizy optycznej przyrządu.

Zastosowałem własne narzędzia programistyczne do analizy falowodów planarnych oraz przybliżenie efektywnego współczynnika załamania [27].

Obliczenia pokazały, że rozbieżność wiązki w kierunku bocznym silnie zależy od szerokości obszaru czynnego. Porównanie wyników teoretycznych z pomiarami pola dalekiego pozwoliło na dokładniejsze, nieinwazyjne poznanie struktury wewnętrznej badanego lasera kaskadowego, czyli szerokości obszaru czynnego.

Praca [H-9] (M. Szymański i inni, Theoretical study of ultraviolet ZnO/ZnMgO laser diodes on GaN or Al₂O₃ substrates - toward electrically pumped devices, Phys. Stat. Sol. A, 2014)

Studnie kwantowe ZnO/ZnMgO stwarzają możliwość uzyskania emisji promieniowania z bardzo atrakcyjnego zakresu UV. Główną przeszkodą w skonstruowaniu lasera krawędziowego z tego typu studnią (albo wieloma studniami) jest niemożność wytworzenia materiału tlenkowego typu *p*. W zamian zaproponowaliśmy zastosowanie GaN typu *p*. Niestety, współczynnik załamania azotków jest większy od współczynników załamania materiałów tlenkowych. Jest to bardzo niekorzystna relacja powodująca skupianie się modu optycznego poza obszarem czynnym. Dlatego prace projektowe skoncentrowały się na efektach falowodowych: takim dobraniu warstw, aby uzyskać wystarczająco wysoką wartość parametru Γ , a przy okazji jak najmniej rozbieżną wiązkę określaną parametrem FWHM.

Badany laser potraktowałem jak falowód planarny (rysunek 3), w którym wzbudza się mod TE. Stałych propagacji modu szukałem numerycznie rozwiązując równanie (12), a rozkład pola uzyskałem ze wzoru (11). Parametr Γ obliczałem wykonując całkowania we wzorze (15) metodą trapezów ze zmiennym krokiem, natomiast rozbieżność promieniowania oceniałem wykonując we wzorze (16) szybką transformatę Fouriera.

Prace badawcze zaowocowały dwoma projektami struktur laserowych ZnO/

Zn_{0.8}Mg_{0.2}O emitujących $\lambda_0=380$ nm: na podłożu GaN oraz Al₂O₃. Warto zaznaczyć, że druga z wymienionych struktur zapewnia wyjątkowo korzystny rozkład pola ($\Gamma > 4\%$) przy stosunkowo niskiej rozbieżności wiązki FWHM < 40 st.

Praca [H-10] (M. Szymański i inni, Theoretical investigation of metal-metal waveguides for terahertz quantum-cascade lasers, Opt. Quantum Electron., 2015)

Kaskadowe lasery terahercowe wymagają chłodzenia kriogenicznego: rekordową temperaturę uzyskano przy emisji $\lambda_0 = 100\mu\text{m}$ i wynosiła ona zaledwie 200 K [9]. Na świecie trwa wyścig ukierunkowany na konstruowanie tego typu przyrządów zdolnych do pracy w znacznie wyższych temperaturach. Liczne prace dowodzą, że do tego celu najlepiej nadają się falowody metalowe, a wybór właściwego metalu (albo ich kombinacji) jest niezwykle istotny. Zaznajamiając się z analizą strat falowodowych w pracy [33] ograniczoną do 2 metali, postanowiłem zająć się tym tematem.

Kaskadowy laser terahercowy zamodelowałem jako falowód planarny, w którym propagują się mody TM [23]. Stałe propagacji modów znalazłem rozwiązując numerycznie równanie (12). Straty falowodowe obliczałem ze wzoru (14).

Zbadałem konsekwencje zastosowania następujących metali: Cu, Ag, Au, Ni, Pt, Ta, Ti. Sporządziłem pewnego rodzaju unikalny „ranking” materiałowy zaprezentowany w postaci tabeli 2. Dzięki temu np. łatwo zauważyć, że Cu prowadzi do najmniejszych, a Ti - do największych strat α_{wg} .

Dodatkowym atutem pracy są badania nad warstwami separującymi. Metale zapewniające minimalne α_{wg} mają wady: łatwo dyfundują do warstw półprzewodnikowych oraz charakteryzują się słabą adhezją do tych warstw. Tych niekorzystnych własności nie wykazuje z kolei Ti. Przeprowadzone obliczenia pozwoliły na sformułowanie ważnych wskazówek technologicznych (rysunek 15): cienkie ($d_{Ti} < 30\text{nm}$) warstwy separujące wykonane z Ti praktycznie nie wpływają na wzrost α_{wg} .

Praca [H-11] (M. Szymański i inni, A study of different metals employed in metal-metal waveguides for terahertz quantum cascade lasers, J. Phys. D: Appl. Phys., 2016)

Podczas moich prac nad falowodami metalowymi napotkałem w literaturze naukowej na ogromne rozbieżności podawanych wartości współczynników załamania metali w paśmie terahercowym. To temat intrygujący, gdyż rozrzut parametrów materiałowych jest przez badaczy najczęściej pomijany. Dlatego rachunek błędów odnoszący się do α_{wg} uczyniłem motywem przewodnim niniejszej publikacji.

Do określenia błędu bezwzględnego $\Delta\alpha_{wg}$ zastosowałem metodę różniczki zupełnej [34], a więc wzór (26). Silne nieliniowości i duży zakres niepewności rzeczywistych oraz urojonych części współczynników załamania skłoniły mnie do przekształcenia tego wzoru do postaci (27).

Najważniejszy wynik przedstawiony jest na rysunku 16. Jest to wykres α_{wg} dla różnych metali sporządzony wraz ze słupkami błędów. Rysunek pokazuje sensowność uszeregowania metali przy $\delta n_R^{(ME)}, \delta n_I^{(ME)} = \pm 10\%$ i niejednoznaczność w przypadku

$\delta n_R^{(ME)}, \delta n_I^{(ME)} = \pm 25\%$. Niestety najdokładniejsze pomiary opisane w dostępnej literaturze naukowej obarczone są błędem $\pm 37\%$ [37] i to właśnie stanowi największą barierę dla optymalizacji falowodów metalowych w terahercowych laserach kaskadowych. Dopóki bariera ta nie zostanie pokonana skupić się należy na innych kryteriach np. minimalizacji ryzyka szkodliwej dyfuzji metalu do warstw półprzewodnikowych, zapewnieniu najlepszego kontaktu omowego, albo najbardziej efektywnego odprowadzania ciepła.

AKTYWNOŚĆ NAUKOWA PRZED UZYSKANIEM STOPNIA DOKTORA

W roku 1993 zostałem doktorantem w Instytucie Fizyki Politechniki Warszawskiej. Funkcję promotora objął prof. Kazimierz Rzażewski z Centrum Fizyki Teoretycznej PAN. Tematyka dotyczyła zachowania się atomu wodoru przelatującego przez wiązkę światła laserowego. Po roku prowadzenia badań z dziedziny fizyki teoretycznej postanowiłem zmienić profil na bardziej zbliżony do zastosowań. Bliskość Instytutu Technologii Elektronowej, a przede wszystkim atrakcyjna oferta naukowa i ekonomiczna, zdecydowały, że dołączyłem do grupy prof. Bohdana Mroziewicza, który wówczas kierował grantem pt. „Badania nad strukturą przestrzenną modów generowanych w półprzewodnikowych laserach szeroko-kontaktowych z modulowaną dobrocią rezonatora”. Moim promotorem został prof. Paweł Szczepański z Wydziału Elektroniki Politechniki Warszawskiej, główny wykonawca projektu.

Istotą badań było opanowanie dyskryminacji modów bocznych w laserze krawędziowym za pomocą niejednorodnie odbijającego zwierciadła. Do tego celu znakomicie nadawało się przybliżenie efektywnego współczynnika załamania i dlatego rozpocząłem tworzenie narzędzi obliczeniowych do analizy falowodów planarnych. Pilna potrzeba uzyskania wyników sprawiła jednak, że tworzyłem modele o niskim stopniu ogólności.

Przedmiotem badań był „konwencjonalny” laser bipolarny. Tak więc w kierunku transwersalnym rozważałem jedynie polaryzację TE. Efektywne współczynniki załamania $n_{eff}^{(+)}$ i $n_{eff}^{(-)}$ odpowiednio dla strefy pompowanej i niepompowanej obliczałem numerycznie rozwiązując równanie (12). Wyrażenie (11) określające pole nie było mi potrzebne. W kierunku bocznym falowod był symetryczny i składał się z trzech warstw: obszaru pompowanego otoczonego przez obszar niepompowany. Ponadto wystarczyło rozważyć polaryzację TM. Dla takiego szczególnego przypadku posłużyłem się wyprowadzeniami analitycznymi (choć uzyskane równanie dyspersyjne rozwiązywałem numerycznie). Profil wiązki w polu dalekim obliczany był tylko w kierunku bocznym. Szczegółowy opis tych badań można znaleźć w moich publikacjach [43, 44, 45, 46].

Rozwój moich narzędzi obliczeniowych do analizy falowodów planarnych był w późniejszym okresie stymulowany przez prace technologiczne nad laserami kaskadowymi prowadzone w Instytucie Technologii Elektronowej. W szczególności bada-

nia opisane w publikacji [H-8] stworzyły potrzebę sprawnego rozwiązywania równania (10) dla obu polaryzacji (TE i TM), każdorazowego obliczania różnych składowych pola elektromagnetycznego ze wzoru (11) oraz obliczania rozbieżności wiązki (16) zarówno w kierunku transwersalnym, jak i bocznym. Opracowane narzędzia programistyczne wykorzystywałem później do badań stanowiących część prezentowanego tu cyklu, jak i innych, np. [47, 48].

W ramach pracy doktorskiej laser krawędziowy z niejednorodnym zwierciadłem rozpatrywałem również jako laser z otwartym rezonatorem [44, 45, 46]. Opis matematyczny oparty był na numerycznym rozwiązaniu równania całkowego podobnie jak w pracy [49]. Wątek ten jako jedyny nie był kontynuowany w moich późniejszych badaniach.

IDEA DALSZEGO ROZWOJU

W chwili obecnej mogę wskazać dwa - moim zdaniem - bardzo interesujące kierunki dalszych badań. Pierwszy polega na tworzeniu stosunkowo prostych modeli fizycznych przyrządów półprzewodnikowych i sprzęganiu ich z metodami optymalizacji globalnej. Przykład podjętych przeze mnie prac z tej dziedziny opisany jest w publikacjach [50, 51], gdzie uczestniczyłem w projektowaniu półprzewodnikowego zwierciadła typu SDCM (ang. Semiconductor Double Chirped Mirror) stanowiącego element lasera femtosekundowego. Drugi kierunek badań to analiza wpływu niedokładności parametrów materiałowych na wyniki uzyskiwane na podstawie rozmaitych modeli matematycznych przyrządów półprzewodnikowych. Za swój punkt startowy mogę uznać pracę [H-11] odnoszącą się do falowodów metalowych stosowanych w terahercowych laserach kaskadowych. Temat wydaje się niezwykle perspektywiczny, ponieważ inżynieria materiałowa nieustannie zaskakuje nas nowymi składami chemicznymi, koncentracją domieszek, stopniem chropowatości styku różnych ośrodków itp. Ponadto niektóre parametry silnie zależą od zastosowanej procedury technologicznej, np. szybkość rekombinacji powierzchniowej v_{sur} od pasywacji powierzchni zwierciadła. Wreszcie mogę stwierdzić, że tematyka ta jest mało wyeksploatowana. Być może pewną rolę odgrywa tu wygodnictwo badaczy. Napotkana w literaturze wartość danego parametru stwarza pokusę jej wykorzystania popartego cytowaniem i często demobilizuje do szukania innych - niekiedy również wiarygodnych - źródeł podających inne liczby.

5. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-badawczych

Moją aktywność po doktoracie, w innych tematykach niż przedstawiona w punkcie 4, można podzielić na kilka zagadnień:

- 1) opracowanie modelu rozptyłu ciepła w pompowanym optycznie półprzewodnikowym laserze z zewnętrznym rezonatorem emitującym powierzchniowo (ang. VECSEL - Vertical External Cavity Surface Emitting Laser);
- 2) projektowanie zwierciadeł półprzewodnikowych typu SDCM (ang. Semiconductor Double Chirped Mirrors) przy użyciu metod optymalizacji globalnej;

3) analiza progowa optycznie pompowanych laserów GaN/AlGaIn wyhodowanych na kierunku nie-polarnym metodą PAMBE (ang. Plasma Assisted Molecular Beam Epitaxy).

Ad. 1. Lasery typu VECSEL pojawiły się w roku 1997 i szybko przyciągnęły uwagę badaczy. Za ich główne zalety można uznać zdolność generowania wysokiej mocy wiązki światła w trybie pracy ciągłej oraz niską rozbieżność tejże wiązki. Wkrótce okazało się, że główne trudności w rozwoju omawianych przyrządów związane są ze zjawiskami cieplnymi. Wzrost temperatury lasera prowadzi bowiem do szkodliwych deformacji struktury, jak również do zmiany szerokości przerwy zabronionej. W pracy [52] zaprezentowałem bardzo prosty, 1-wymiarowy, analityczny model rozptyłu ciepła w laserze VECSEL. Podobnie jak w [53] reflektor Bragga został zastąpiony pojedynczą warstwą opisaną efektywną przewodnością cieplną. Interesujące jest, że w roku 2008, przeszukując zasoby internetowe, niemal przypadkowo natknąłem się na pracę [54] w języku chińskim, która po wstępnym obejrzeniu wydała mi się plagiatem mojej publikacji [52]: zawierała identyczne wzory i rysunki schematyczne struktury. Po bardziej wnikliwym zbadaniu sprawy zauważyłem, że zostałem zacytowany, a treść, oprócz teorii, zawiera fragment doświadczenia. Niestety nie znam języka chińskiego. Podejrzewam, że nawet znalezienie w Polsce sinologa biegłego w terminologii technicznej byłoby trudne. Niemniej nie przeszkadza mi to w odczuwaniu pewnego rodzaju samozadowolenia z faktu, że naukowcy z dynamicznie rozwijającego się ostatnio Państwa Środka skorzystali z mojego modelu.

Ad. 2. W toku tworzenia prac [50, 51] byłem członkiem zespołu projektującego i wytwarzającego zwierciadła półprzewodnikowe typu SDCM (ang. Semiconductor Double Chirped Mirror) dedykowane do laserów femtosekundowych. Zwierciadło miało składać się ze 120 warstw półprzewodnikowych i 6-ciu dielektrycznych. Należało tak dobrać grubości tych warstw (łącznie 126 wartości), aby w paśmie $1.02\mu\text{m} \leq \lambda_0 \leq 1.04\mu\text{m}$ struktura charakteryzowała się parametrami: $GDD = -2500 \pm 100\text{fs}^2$ i $R \geq 0.999$, gdzie GDD oznacza dyspersję prędkości grupowej, a R - współczynnik odbicia. Model teoretyczny oparty był na równaniu Helmholtza (10) dla pola elektrycznego, przy czym teraz stałym w równaniu (11) przypisałem wartości $A_0 = 1$ i $B_{M+1} = 0$. Wówczas B_0 i A_{n+1} zyskały interpretację fizyczną współczynnika odbicia i transmisji. W dalszych obliczeniach posłużyłem się wyrażeniami:

$$R = |B_0|^2, \quad GDD = \frac{d^2(\arg B_0)}{d\omega^2}. \quad (28)$$

Dobór wspomnianych 126 wartości grubości warstw odbywał się przy pomocy metod optymalizacji globalnej. Zaprojektowane zwierciadło zostało wykonane, a pomiary potwierdziły zgodność parametrów przyrządu z założeniami konstrukcyjnymi.

Ad. 3. W toku tworzenia prac [47, 48] byłem członkiem zespołu badającego i wytwarzającego optycznie pompowane lasery GaN/AlGaIn hodowane na kierunku nie-polarnym. Moja rola polegała na sporządzeniu analizy progowej ww. laserów. Warunek

progowy zapisałem następująco:

$$2|Im(\beta)| = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R^2}, \quad (29)$$

gdzie R to mocy współczynnik odbicia zwierciadeł, natomiast β znajdowałem numerycznie rozwiązując równanie (12). Rozważane przyrządy zostały wykonane, a uzyskanie akcji laserowej zostało potwierdzone za pomocą kilku niezależnych metod pomiarowych.

Bibliografia

- [1] C. Gmachl, F. Capasso, D. Sivco, A. Cho, Recent progress in quantum cascade lasers and applications, Reports on Progress in Physics, **64** (2001) 1533-1601.
- [2] A. Pabjańczyk, R. Sarzała, M. Wasiak, M. Bugajski, Kwantowe lasery kaskadowe - podstawy fizyczne, Elektronika, **5** (2009) 30-43.
- [3] E.T. Swartz and R.O. Pohl, Thermal boundary resistance, Reviews of Modern Physics **61** (1989) 605-668.
- [4] V. Samvedi, V. Tomar, The role of interface thermal boundary resistance in the overall thermal conductivity of Si-Ge multilayered structures, Nanotechnology, **20** (2009) 365701.
- [5] M.S. Vitiello, G. Scamarcio, V. Spagnolo, Temperature dependence of thermal conductivity and boundary resistance in THz quantum cascade lasers, IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics **14** (2008) 431-435.
- [6] A. Małag, B. Mroziewicz, Vertical beam divergence of double-barrier multi-quantum well (DBMQW)(AlGa) As heterostructure lasers, Journal of Lightwave Technology **14** (6) (1996) 1514-1518.
- [7] L. Li, L. Chen, J. Zhu, J. Freeman, P. Dean, A. Valavanis, A.G. Davis, E.H. Linfield, Terahertz quantum cascade lasers with > 1 W output powers, Electronics Letters **50** (4) (2014) 309.
- [8] S. Khanal, L. Zhao, J.L. Reno, S. Kumar, Temperature performance of terahertz quantum-cascade lasers with resonant-phonon active-regions, Journal of Optics, **16** (9) (2014) 094001.
- [9] S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu, H.C. Liu, Terahertz quantum cascade lasers operating up to 200 K with optimized oscillator strength and improved injection tunnelling, Optics Express, **20** (4) (2012) 3866.
- [10] S. Kumar, Q. Hu, and J.L. Reno, 186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design, Applied Physics Letters, **94** (13) (2009) 131105.

- [11] S. Khanal, J.L. Reno, S. Kumar, 2.1 THz quantum-cascade laser operating up to 144 K based on a scattering-assisted injection design, *Optics Express* **23**(15) (2015) 19689.
- [12] M. Guziewicz, A. Piotrowska, E. Kamińska, K. Gołaszewska, A. Turos, E. Mizera, A. Winiarski, J. Szade, Characteristics of sputter-deposited TiN , ZrB_2 and W_2B diffusion barriers for advanced metallizations to GaAs, *Solid-State Electronics*, **43** (1999) 1055-1061.
- [13] V. Pervak, C. Teisset, A. Sugita, S. Naumov, F. Krausz, A. Apolonski, High-dispersive mirrors for femtosecond lasers, *Optics Express*, **16** (14) (2008) 10220.
- [14] V. Yakovlev, G. Tempea, Optimization of chirped mirrors, *Applied Optics*, **41** (30) (2002) 6514.
- [15] F. Rinner, J. Rogg, M.T. Kelemen, M. Mikulla, G. Weimann, J.W. Tomm, E. Thamm, R. Poprawe, Facet temperature reduction by a current blocking layer at the front facets of high-power InGaAs/AlGaAs lasers, *Journal of Applied Physics* **93** (3) (2003) 1848-1850.
- [16] D. Pierscińska, K. Piersciński, A. Kozłowska, A. Małąg, A. Jasik and R. Poprawe, Facet heating mechanisms in high power semiconductor lasers investigated by spatially resolved thermo-reflectance, *MIXDES (2007) Ciechocinek, Polska*.
- [17] W.B. Joyce and R.W. Dixon, Thermal resistance of heterostructure lasers, *Journal of Applied Physics*, **46** (1975) 855-862.
- [18] A. Barwolff, R. Puchert, P. Enders, U. Menzel, D. Ackermann, Analysis of thermal behaviour of high power semiconductor laser arrays by means of the finite element method (FEM), *Journal of Thermal Analysis and Calorimetry*, **45**(3) (1995) 417-436.
- [19] R. Puchert, U. Menzel, A. Barwolff, M. Vob, Ch. Lier, Influence of heat source distributions in GaAs/GaAlAs quantum-well high-power laser arrays on temperature profile and thermal resistance, *Journal of Thermal Analysis*, **48** (6) (1997) 1273-1282.
- [20] S.T. Huxtable, A.R. Abramson, T. Chang-Lin, and A. Majumdar Thermal conductivity of Si/SiGe and SiGe/SiGe superlattices, *Applied Physics Letters*, **80** (2002) 1737-1739.
- [21] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press, New York, 1974.
- [22] H.C. Casey jr., M.B. Panish, *Heterostructure Lasers. Part A: Fundamental Principles*, Academic Press, 1978.

- [23] C. Sirtori, GaAs quantum cascade lasers: fundamentals and performance, *EDP Sciences* **7** (2002) 1.
- [24] I. Białyński-Birula, M. Cieplak, and J. Kamiński, *Theory of Quanta*, Oxford University Press, Oxford, 1992.
- [25] J. Chilwell, I. Hodgkinson, Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides, *Journal of Optical Society of America A*, **1** (7) (1984) 742.
- [26] W. H. Press, S.A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery, *Numerical Recipes in Fortran*, New York: Cambridge University Press, 1992.
- [27] M. Marciniak, *Modelowanie falowodów optycznych metodą propagacji wiązki*, WKŁ, Warszawa, 1995.
- [28] C. Bender, S. Orszag *Advanced Mathematical Methods for Scientists and Engineers*, McGraw-Hill Book Company, 1978.
- [29] H. Zhao, J.B. Freund, Phonon scattering at a rough interface between two fcc lattice, *Journal of Applied Physics*, **105** (2009) 013515-1-013515-9.
- [30] B. Jusserand, F. Mollot, J. Moison and G. Le Roux, Atomic-scale roughness of GaAs/AlAs interface: A Raman scattering study of asymmetrical short-period superlattices, *Applied Physics Letters*, **57** (1990) 560-562.
- [31] St. Kohen, B.S. Williams, Q. Hu, Electromagnetic modeling of terahertz quantum cascade laser waveguides and resonators, *Journal of Applied Physics* **97**(5) (2005) 053106.
- [32] G. Cywiński, R. Kudrawiec, W. Rządziejewicz, M. Kryśko, E. Litwin-Staszewska, B. Łuczniak, J. Misiewicz, and Cz. Skierbiszewski, *Applied Physics Express* **2** (2009) 111001.
- [33] M.A. Belkin, Q.J. Wang, Ch. Pflügl, A. Belyanin, S.P. Khanna, A.G. Davies, E.H. Linfield, F. Capasso, High-temperature operation of terahertz quantum cascade laser sources, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **15**(3) (2009) 952.
- [34] G.B. Thomas, R.L. Finney, *Calculus and analytic geometry*, Addison Wesley, 1992.
- [35] B. Ung, Y. Sheng, Interference of surface waves in a metallic nanoslit, *Optics Express*, **15** (3) (2007) 1182.
- [36] Q.Y. Lu, W. Zhang, L.-J. Wang, Y. Gao, W. Yin, Q.-D. Zhang, W.-F. Liu, F.-Q. Liu, Z.-G. Wang, Design of Low-Loss Surface-Plasmon Quantum Cascade Lasers, *Japanese Journal of Applied Physics* **48**(12R) (2009) 122101.

- [37] H. Yasuda, I. Hosako, Measurement of terahertz refractive index of metal with terahertz time-domain spectroscopy, *Japanese Journal of Applied Physics*, **47** (3R) (2008) 1632.
- [38] Ch.G. Lim, S. Iezekiel, Ch.M. Snowden, Impact of Thermal Effects on Simulation Accuracy of Nonlinear Dynamics in Semiconductor Lasers, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **11**(5) (2005) 1228-1235.
- [39] N.G. Usechak, J.L. Hostetler, Single-Shot, High-Speed, Thermal-Interface Characterization of Semiconductor Laser Arrays, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **45** (5) (2009) 531-541.
- [40] D.G. Cahill, W.K Ford, K.E. Goodson, G.D. Mahan, A. Majumdar, H.J. Maris, R. Merlin, S.R. Phillpot, Nanoscale thermal transport, *Journal of Applied Physics*, **93** (2003) 793-818.
- [41] E. Gesikowska, W. Nakwaski, An impact of multi-layered structures of modern optoelectronic devices on their thermal properties, *Optical and Quantum Electronics*, **40** (2008) 205-216.
- [42] H.K. Lee, K.S. Chung, J.S. Yu, M. Razeghi, Thermal analysis of buried heterostructure quantum cascade lasers for long-wave-length infrared emission using 2D anisotropic heat-dissipation model, *Physica Status Solidi A*, **206** (2009) 356-362.
- [43] M. Szymański, J. M. Kubica, P. Szczepański, B. Mroziewicz, A theory of broad-area semiconductor lasers with modal reflectors, *Journal of Physics D: Applied Physics*, **30** (1997) 1181-1189.
- [44] M. Szymański, Modelowanie generacji promieniowania w laserach półprzewodnikowych z selektywnym sprzężeniem zwrotnym, rozprawa doktorska, 2000, Instytut Technologii Elektronowej.
- [45] M. Szymański, J.M. Kubica, P. Szczepański, Theoretical analysis of lateral modes in broad-area semiconductor lasers with profiled reflectivity output facets, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **37** (2001) 430-438.
- [46] M. Szymański, Theoretical analysis of broad-area semiconductor lasers with laterally shifted modal reflectors, *Optical and Quantum Electronics*, **35** (2003) 147-160.
- [47] H. Teisseyre H., M. Szymański, A. Khachapuridze, T. Świetlik, C. Skierbiszewski, A. Feduniewicz-Żmuda, M. Siekacz, B. Łuczniak, G. Kamler, M. Kryśko, T. Suski, P. Perlin, I. Grzegory, S. Porowski, Optically pumped lasing of GaN/AlGaN structures grown along a non-polar crystallographic direction, *Physica Status Solidi (c)*, **5** (6) (2008) 2173-2175.

- [48] H. Teisseyre, M. Szymański, A. Khachapuridze, C. Skierbiszewski, A. Feduniewicz-Żmuda, M. Siekacz, B. Łuczniak, G. Kamler, M. Kryśko, T. Suski, P. Perlin, I. Grzegory, S. Porowski, Optically pumped laser action on nitride based separate confinement heterostructures grown along the 1120 crystallographic direction, *Acta Physica Polonica A*, **112** (2) (2007) 467-472.
- [49] A.G. Fox and T. Li, Resonant modes in a maser interferometer, *Bell System Technical Journal*, **40** (1961) 453-488.
- [50] R. Biedrzycki, J. Arabas, A. Jasik, M. Szymański, P. Wnuk, P. Wasylczyk, A. Wójcik-Jedlińska, Application of Evolutionary Methods to Semiconductor Double-Chirped Mirrors Design, *Lecture Notes in Computer Science*, 8672, 761-770 (Parallel Problem Solving from Nature-PPSN XIII 2014).
- [51] R. Biedrzycki, J. Arabas, M. Szymański, Designing Mirrors for Ultrafast Lasers, w: *Advances in Evolutionary Algorithms Research* (ed: Gregor Papa), Nova Science Publishers Inc, rozdz. 7, 2015.
- [52] M. Szymański, Thermal management in vertical-external-cavity surface-emitting lasers: an analytical approach, *Electron Technology: Internet Journal*, **39** (3) (2007) 1-4.
- [53] A.J. Kemp, G.J. Valentine, J.M. Hopkins, J. E. Hastine, S.A. Smith, S. Calvez, M.D. Dawson, D. Burns, Thermal Management in Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers: Finite-Element Analysis of a Heatspreader Approach, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **41** (2005) 148.
- [54] LI Jun, HE Chung-feng, QIN Li, LIANG Xue-mei, LU Guo-guang, NING Yong-qiang, WANG Li-jun, Thermal Management in Optically Pumped Semiconductor VECSEL, *Semiconductor Optoelectronics*, **29** (2) (2008) 170-172.