

WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA

ROZPRAWA DOKTORSKA

MGR INŻ. KLAUDIA HACKIEWICZ

**ANALIZA PARAMETRÓW KASKADOWYCH
MIĘDZYPASMOWYCH DETEKTORÓW PODCZERWIENI
Z SUPERSIECI II RODZAJU**

PROMOTOR:

PLK DR HAB. INŻ.

PIOTR MARTYNIUK

WARSZAWA 2020

*Składam serdeczne podziękowania mojemu
promotorowi płk. dr. hab. inż. Piotrowi Martyniukowi.
jak również
prof. dr. hab. inż. Jarosławowi Rutkowskiemu
i mjr dr hab. inż. Małgorzacie Kopytko
za pomoc i poświęcony czas podczas realizacji pracy
doktorskiej, wiele cennych uwag i mobilizację do pracy.*

*Składam również podziękowania wszystkim osobom,
z którymi współpracowałam podczas realizacji
niniejszej rozprawy.*

STRESZCZENIE

Motywacją wyboru tematyki badań przedstawionych w niniejszej rozprawie było powszechne dążenie zarówno producentów, jak i użytkowników do zwiększenia temperatury pracy detektorów podczerwieni. Badania te dotyczyły technologii zaawansowanych przyrządów, jakimi są międzypasmowe detektory kaskadowe z absorberami wykonanymi z supersieci II rodzaju.

Struktury kaskadowe stanowią alternatywę dla konwencjonalnych przyrządów detekcyjnych z pojedynczym absorberem. W międzypasmowym przyrządzie kaskadowym elektrony muszą być kilkakrotnie wzbudzone przez padające fotony, aby mogły dotrzeć do kontaktu. Chociaż jest to sprzeczne z intuicją, taki rodzaj transportu jest korzystny zarówno w technologii konwersji energii, jak i detekcji promieniowania. W szczególności, międzypasmowa architektura kaskadowa jest przydatna do poprawy właściwości optoelektronicznych przyrządów o wąskiej przerwie energetycznej działających w warunkach wysokotemperaturowych. Dzięki dużej szybkości działania mogą stanowić nową ścieżkę rozwoju przyrządów telekomunikacyjnych bazujących na systemach kwantowych.

Celem rozprawy była teoretyczna i eksperymentalna analiza wpływu technologii i konstrukcji międzypasmowych detektorów kaskadowych na ich wysokotemperaturowe parametry detekcyjne.

W pracy pokazano w jaki sposób standardowe równania transportu półprzewodników objętościowych można rozszerzyć na przyrządy wielostopniowe wykonane z supersieci. Teorię tą zastosowano następnie w celu poprawy parametrów detekcyjnych, którą można uzyskać dzięki zastosowaniu wielostopniowej struktury kaskadowej. W pracy przeanalizowano dwie architektury detektorów kaskadowych: z identycznymi stopniami kaskady oraz z absorberami z zmienną grubością, dobraną tak, aby zapewnić jednakowe wydajności kwantowe w każdym stopniu kaskady. Optymalizując liczbę stopni w kaskadzie w zależności od wartości współczynnika absorpcji i grubości absorbera pokazano, że detektory wielostopniowe mogą osiągnąć wysoką czułość przy jednoczesnym zapewnieniu szybkiej reakcji czasowej. Architektura kaskadowa okazała się również przydatna do poprawy czułości detektorów pracujących w wysokich temperaturach, w szczególności, jeśli wydajność kwantowa jest ograniczona niską wartością długości drogi dyfuzji nośników. Uzyskane teoretycznie osiągnięcia analizowanych przyrządów kaskadowych były weryfikowane z danymi literaturowymi.

W części doświadczalnej przedstawiono budowę oraz wyniki pomiarów parametrów optycznych i elektrycznych międzypasmowych detektorów kaskadowych wykonanych z warstw epitaksjalnych osadzonych w Center for High Technology Materials w Albuquerque oraz School of Electrical and Computer Engineering w Norman. Detektory te miały absorbery zbudowane z supersieci II rodzaju InAs/GaSb. Przeanalizowano zarówno detektory z kaskadami o równej, jak i zmiennej grubości absorberów w kolejnych stopniach. Długofalowe granice czułości badanych detektorów znajdowały się zarówno w obszarze średniej jak i dalekiej podczerwieni. Zidentyfikowano mechanizmy ograniczające osiągi parametrów badanych przyrządów. Prądy ciemne wszystkich struktur ograniczone były przez efekty upływności powierzchniowej. Czułość oraz wykrywalność znormalizowana przyrządów wielostopniowych w temperaturze pokojowej okazała się wyższa niż konwencjonalnych przyrządów jednostopniowych. Wykazano, że detektory wielostopniowe wykorzystujące cienkie absorbery mają dużo większe wartości R_0A w długofalowym zakresie promieniowania podczerwonego od detektorów pojedynczych, co pozwala na zachowanie wymaganych parametrów detekcyjnych w zakresie temperatur od 230 K do 380 K. Daje to bezpośredni dowód na przydatność tych detektorów w systemach wymagających zwiększonej temperatury pracy.

Zidentyfikowane ograniczenia parametrów międzypasmowych detektorów kaskadowych mają charakter niefundamentalny i mogą być wyeliminowane poprzez udoskonalanie technologii wzrostu struktury i procesów technologicznych związanych z formowaniem przyrządu.

ABSTRACT

The motivation for choosing research topics undertaken in the dissertation was the widespread desire of both manufacturers and users to raise the operating temperature of infrared detectors. These studies concerned the technology of advanced devices, which are interband cascade infrared photodetectors with superlattice absorbers.

Interband cascade structures are an attractive alternative to the conventional single-stage devices. In the interband cascade device, electrons must be excited and collected several times before reaching the contact. Although counterintuitive, this transport feature can be beneficial for both energy-conversion and infrared detection technology. In particular, the interband cascade architecture is useful for improving the performance of narrow-bandgap optoelectronic devices operating at high temperature. Due to the high speed these detectors may be a new path of development of telecommunication devices based on quantum systems. The aim of this dissertation is theoretical and experimental analysis of the impact of technology and the architecture of interband cascade detectors on their high-temperature detection performance.

The paper shows how standard bulk semiconductor transport equations can be extended to the case of multiple-stage devices. The theory is then applied in order to improve the detection parameters that can be obtained by using a multiple-stage cascade structure. In the dissertation, two cascade detector architectures were analyzed: with identical cascade stages and with absorbers with variable thickness, selected to ensure equal quantum efficiency in each cascade stage. By optimizing the number of stages in cascade, depending on the absorption coefficient and the absorber thickness is shown that those detectors can achieve high sensitivities for applications requiring a very fast temporal response. The multiple-stage architecture is also useful for improving the sensitivity of high operating temperature detectors, especially, if a short diffusion length limits the quantum efficiency. Theoretically obtained parameters of the analyzed cascade devices were verified with literature data.

The experimental part presents the structure details and measurement results of optical and electrical parameters of interband cascade detectors made of epitaxial layers fabricated in the Center for High Technology Materials in Albuquerque and School of Electrical and Computer Engineering in Norman. These detectors utilized absorbers composed of InAs/GaSb type-II superlattices. Detectors with cascades of equal and variable thickness of absorbers in subsequent stages were analyzed.

The cut-off wavelengths of these detectors were in the mid-wave and long-wave infrared region, respectively. Mechanisms limiting the performance of the examined devices have been identified. All examined detectors had dark currents limited by surface leakage effects. The sensitivity and detectivity of the multiple-stage devices exceed that of the single-stage ones at room temperature. For the set of devices studied, it is shown that multiple-stage detectors using short absorbers in comparison to single-stage diodes are able to achieve higher values of R_0A in long-wave infrared range and have a photoresponse that is less sensitive to temperature, which allows maintaining the required detection parameters in the temperature range from 230 K to 380 K. This provides direct evidence of the utility of these devices for high-temperature detector operation.

The identified parameters limitations of the interband cascade detectors are non-fundamental and can be eliminated by improving the technology of structure growth and *processing*.

WYKAZ PUBLIKACJI

ROK 2016:

- [1] K. Kopczyński, J. Kubicki, J. Młyńczak, J. Mierczyk, K. Hackiewicz, "Stand-off detection of alcohol vapours in moving cars," in *Proc. SPIE Laser Technology 2016: Progress and Applications of Lasers*, 2016, vol. 10159, p. 101590Z.

PUBLIKACJE POŚWIĘCONE MIĘDZYPASMOWYM DETEKTOROM KASKADOWYM:

ROK 2017:

- [2] K. Hackiewicz, P. Martyniuk, J. Rutkowski, A. Kowalewski, "Dark current simulation in interband cascade photodetectors operating in room temperature," in *Proc. SPIE 12th Conference on Integrated Optics: Sensors, Sensing Structures, and Methods*, 2017, vol. 10455, 1045505.
- [3] K. Hackiewicz, T. Manyk, P. Martyniuk, J. Rutkowski, "Theoretical simulation of mid-wave type-II InAs/GaSb superlattice interband cascade photodetector," in *Proc. SPIE Infrared Sensors, Devices, and Applications VII*, 2017, vol. 10404, 1040404.
- [4] P. Martyniuk, T. Manyk, K. Hackiewicz, J. Rutkowski, "Calculation of optimal absorber thickness in interband cascade type-II infrared InAs/GaSb superlattice photodetectors," in *Proc. SPIE Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications XIV*, 2017, vol. 10433, 104330Z.
- [5] P. Martyniuk, K. Hackiewicz, "Interband cascade type-II infrared InAs/GaSb - current status and future trends," in *Proc. SPIE Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications XIV*, 2017, vol. 10433, 104330X.
- [6] K. Hackiewicz, P. Martyniuk, J. Rutkowski, A. Kowalewski, "Calculations of dark current in interband cascade type-II infrared InAs/GaSb superlattice detector," *Acta Phys. Pol. A*, vol. 132, no. 4, 1415–1419, 2017.

ROK 2018:

- [7] K. Hackiewicz, P. Martyniuk, "Type-II InAs/GaSb (InAsSb) superlattices for interband cascade midwavelength detectors," *Opt. Eng.*, vol. 57, no. 02, 027106, 2018.
- [8] T. Manyk, K. Hackiewicz, J. Rutkowski, P. Martyniuk, "Theoretical simulation of T2SLs InAs/GaSb cascade photodetector for HOT condition," *J. Semicond.*, vol. 39, no. 9, 094004, 2018.
- [9] K. Hackiewicz, P. Martyniuk, J. Rutkowski, T. Manyk, J. Mikołajczyk, "Type-II superlattice detectors for free space optics applications and higher operating temperature conditions," *Opto-electronics Rev.*, vol. 26, no. 4, 279–284, 2018.
- [10] K. Hackiewicz, J. Rutkowski, P. Martyniuk, "Optimal absorber thickness in interband cascade photodetectors," *Infrared Phys. Technol.*, vol. 95, 136–140, 2018.

ROK 2019:

- [11] K. Hackiewicz, P. Martyniuk, J. Rutkowski, "Optimal absorber thickness in long-wave multiple-stage detector," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 51, no. 2, 57, 2019.
- [12] P. Martyniuk, K. Hackiewicz, J. Rutkowski, J. Mikołajczyk, "Ultimate Performance of IB CID T2SLs InAs/GaSb and InAs/InAsSb Longwave Photodetectors for High Operating Temperature Condition," *J. Electron. Mater.*, vol. 48, no. 10, 6093–6098, 2019.
- [13] K. Hackiewicz, J. Rutkowski, P. Martyniuk, "Long-Wavelength Interband Cascade Detector Architectures for Room Temperature Operation," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 55, no. 4, 4000306, 2019.
- [14] K. Hackiewicz, Ł. Ciura, P. Ptak, P. Martyniuk, J. Rutkowski, A. Kolek, "Low frequency noise of mid-wavelength interband cascade photodetectors up to 300 K," in *Proc. SPIE Infrared Technology and Applications XLV*, 2019, vol. 11002, 110022I.
- [15] K. Hackiewicz, M. Kopytko, J. Rutkowski, P. Martyniuk, Ł. Ciura, "InAs/GaSb Superlattice Based Mid-Infrared Interband Cascade Photodetectors Grown on Both Native GaSb and Lattice-Mismatched GaAs Substrates," *MDPI Proc.*, 2019, vol. 27, no. 1, 38.

ROK 2020:

- [16] Ł. Kubiszyn, D. Benyahia, K. Michalczewski, K. Hackiewicz, A. Kęłowski, P. Martyniuk, J. Rutkowski, J. Piotrowski, "Molecular beam epitaxy growth and characterization of interband cascade infrared detectors on GaAs substrates," *J. Cryst. Growth*, vol. 534, 2019, pp. 2–5, 2020.

WYKAZ KONFERENCJI MIĘDZYNARODOWYCH

1. Advanced Infrared Technology & Applications (AITA 2019), 16-19.09.2019, Florencja, Włochy, "*InAs/GaSb superlattice based mid-infrared interband cascade photodetectors grown on both native GaSb and lattice-mismatched GaAs substrates*".
2. SPIE Security and Defense, 14-18.04.2019 r., Baltimore, USA, "*Low frequency noise of mid-wavelength interband cascade photodetectors up to 300 K*".
3. Quantum Structure Infrared Photodetectors Conference (QSIP 2018), Sztokholm, Szwecja, 16-21.06.2018, "*Optimal absorber thickness in interband cascade photodetectors*".
4. SPIE Security and Defense, 11-14.09.2017 r., Warszawa, Polska, "*Calculation of optimal absorber thickness in interband cascade type-II infrared InAs/GaSb superlattice photodetectors*".
5. Twelfth Integrated Optics - Sensors, Sensing Structures and Methods Conference (IOS2017), Szczyrk, Polska, 27.02-03.03.2017 r., "*Dark current simulation in interband cascade photodetectors operating in room temperature*".

SPIS TREŚCI

Wykaz akronimów.....	11
Rozdział 1: Wprowadzenie.....	13
1.1 Promieniowanie podczerwone	13
1.2 Przegląd technologii i podstawowych parametrów detektorów podczerwieni.....	14
1.2.1 Model fotonowego detektora podczerwieni	16
1.2.2 Materiały stosowane w technologii półprzewodnikowych fotonowych detektorów podczerwieni.....	20
1.2.3 Zaawansowane konstrukcje detektorów dedykowane do pracy w warunkach "HOT"	29
1.3 Cel i zakres pracy	31
Rozdział 2: Międzypasmowe struktury kaskadowe	33
2.1 Lasery kaskadowe	33
2.2 Międzypasmowe detektory kaskadowe	36
2.2.1 Budowa i zasada działania	36
2.2.2 Właściwości struktur kaskadowych.....	39
Rozdział 3: Teoretyczna analiza parametrów ICIP	42
3.1 Teoria transportu elektronowego w ICIP	44
3.2 Wpływ liczby stopni kaskady i ich grubości na parametry ICIP	53
3.2.1 Wydajność kwantowa	54
3.2.2 Wykrywalność znormalizowana	58
3.2.3 Porównanie wyników symulacji z danymi literaturowymi	65

Rozdział 4: Analiza eksperymentalnie wyznaczonych parametrów ICIP	68
4.1 Opis układów pomiarowych	68
4.1.1 Układ do wyznaczania charakterystyk elektrycznych	68
4.1.2 Metoda wyznaczania charakterystyk spektralnych	70
4.1.3 Zasada pomiaru szybkości odpowiedzi	71
4.1.4 Układ do pomiaru szumów	72
4.2 ICIP "equal-absorbers"	73
4.2.1 Analiza charakterystyk elektrycznych	76
4.2.2 Analiza charakterystyk spektralnych	82
4.2.3 Szybkość odpowiedzi	84
4.2.4 Charakterystyki szumowe detektora	86
4.2.5 Wpływ podłoża GaAs i GaSb na parametry detekcyjne ICIP	93
4.3 ICIP "matched-absorbers"	98
4.3.1 Analiza charakterystyk elektrycznych	100
4.3.2 Analiza charakterystyk spektralnych	104
4.3.3 Analiza wpływu liczby kaskad na szybkość odpowiedzi oraz szumy detektorów	106
Rozdział 5: Wnioski końcowe	109
Literatura	113

Wykaz akronimów

BLIP	-	warunki pracy detektora ograniczone promieniowaniem tła (z jęz. ang. <i>background limited infrared photodetector</i>);
C1	-	pierwsze minipasma elektronów;
CB	-	pasmo przewodzenia (z jęz. ang. <i>conduction band</i>);
CBIRD	-	detektory z barierą komplementarną (z jęz. ang. <i>complementary barrier infrared detector</i>);
CDC	-	ciało doskonale czarne;
FOV	-	kąt widzenia detektora (z jęz. ang. <i>field of view</i>);
FPA	-	mozaika detektorów z obróbką sygnału w płaszczyźnie obrazowej (z jęz. ang. <i>focal plane array</i>);
HH1	-	pierwsze minipasma dziur ciężkich;
HOT	-	podwyższona temperatura pracy (z jęz. ang. <i>high operating temperature</i>);
ICIP	-	międzypasmowy detektor kaskadowy podczerwieni (z jęz. ang. <i>interband cascade infrared photodetector</i>);
ICL	-	międzypasmowy laser kaskadowy (z jęz. ang. <i>interband cascade laser</i>);
ICP	-	indukcyjnie wzbudzana plazma (z jęz. ang. <i>inductively coupled plasma</i>);
IMF	-	inżynieria naprężeń - tryb wzrostu IMF (z jęz. ang. <i>interfacial misfit</i>);
IR	-	promieniowanie podczerwone (z jęz. ang. <i>infrared radiation</i>);
LF	-	niska częstotliwość (z jęz. ang. <i>low-frequency</i>);
LWIR	-	obszar dalekiej podczerwieni, 8-12 μm (z jęz. ang. <i>long-wavelength infrared radiation</i>);
MBE	-	epitaksja z wiązek molekularnych (z jęz. ang. <i>molecular beam epitaxy</i>);
ML	-	monowarstwa (z jęz. ang. <i>monolayer</i>);
MWIR	-	obszar średniej podczerwieni, 3-5 μm (z jęz. ang. <i>mid-wavelength infrared radiation</i>);
QCL	-	kwantowy laser kaskadowy (z jęz. ang. <i>quantum cascade laser</i>);
QD	-	kropki kwantowe (z jęz. ang. <i>quantum dots</i>);
QE	-	wydajność kwantowa (z jęz. ang. <i>quantum efficiency</i>);
QW	-	studnie kwantowe (z jęz. ang. <i>quantum wells</i>);
QWIP	-	detektory bazujące na studniach kwantowych (z jęz. ang. <i>quantum well infrared detector</i>);
SL	-	supersieć (z jęz. ang. <i>superlattice</i>);

- SQUID - detektory nadprzewodzące
(z jęz. ang. *superconducting quantum interference device*);
- SRH - proces/mechanizm/rekombinacja Shockleya-Reada-Halla;
- SWIR - obszar bliskiej podczerwieni, $< 3 \mu\text{m}$
(z jęz. ang. *short-wavelength infrared radiation*);
- T2SL - supersieci heterozłączowe II rodzaju (z jęz. ang. *type-II superlattice*);
- VB - pasmo walencyjne (z jęz. ang. *valence band*);
- VLWIR - obszar bardzo dalekiej podczerwieni, $\geq 14 \mu\text{m}$ (z jęz. ang. *very long-wavelength infrared radiation*).

Rozdział 1: Wprowadzenie

1.1 Promieniowanie podczerwone

Przełomowe odkrycie promieniowania podczerwonego (w jęz. ang. *infrared*, IR) w 1800 r. dokonane przez brytyjskiego astronoma F. W. Herschela stanowi początek historii badań nad podczerwienią. Herschel wiedział, że wykorzystując zjawisko załamania światła w szklanym pryzmacie, światło słoneczne można rozszczepić na różne kolory. Stwierdził, że temperatura wzrasta wraz z postępowaniem kolorów, od fioletowego po światło czerwone. Mierzając temperaturę w części poza czerwonym obszarem wykrył, że temperatura jest wyższa niż w zakresie widzialnym. Odkryte promieniowanie, obecnie zwane podczerwonym, nazwał "ciemnym ciepłem".

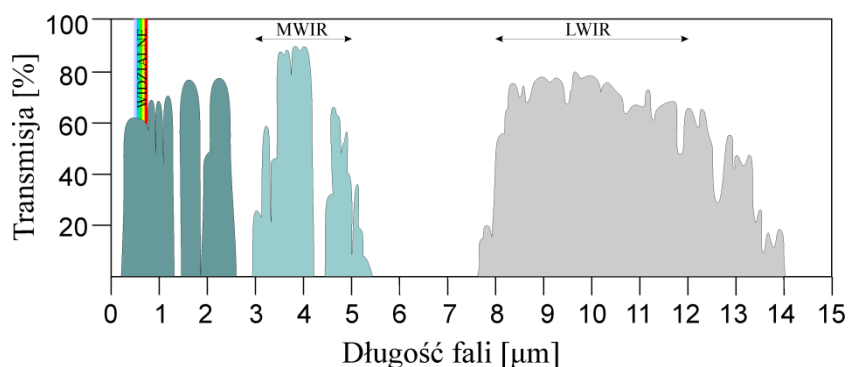
Zgodnie z prawami termodynamiki każdy obiekt o temperaturze powyżej 0 K wydziela ciepło. To ciepło jest między innymi emitowane jako promieniowanie elektromagnetyczne. W takim przypadku, rozkład widmowy emitowanych fotonów można opisać rozkładem promieniowania ciała doskonale czarnego (CDC) w temperaturze równoważnej z temperaturą gorącego obiektu. Całkowity strumień ϕ emitowany przez CDC o temperaturze T może być zapisany jako:

$$\phi = \int_0^{\infty} \varepsilon(\lambda, T) \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 (e^{hc/\lambda kT} - 1)} d\lambda, \quad (1)$$

gdzie h jest stałą Plancka, c prędkością światła, k stałą Boltzmanna, λ długością fali promieniowania, a $\varepsilon(\lambda, T)$ emisyjnością spektralną źródła. Dla zadanej energii fotonu, zależnej od długości fali, emisyjność spektralna przyjmuje wartości między zerem a jednością. W przypadku CDC emisyjność spektralna jest równa jedności w całym zakresie długości fali. Przykładem obiektu wydzielającego ciepło o spektrum emisji podobnym do CDC jest Słońce, którego temperatura wynosi około ~ 6000 K. Dla tej temperatury większość emitowanych fotonów przypada na zakres promieniowania widzialnego oraz zakres bliskiej podczerwieni. W przypadku Ziemi, której średnia temperatura wynosi około 290 K, emitowane przez nią promieniowanie przypada na zakres dalekiej podczerwieni. Większość źródeł naziemnych, których temperatury są zwykle znacznie niższe niż temperatura Słońca i mieszczą się w zakresie 500 K - 2000 K, emituje promieniowanie wtórne znajdujące się w obszarze średniej podczerwieni.

Promieniowanie podczerwone przechodząc przez atmosferę, jest w znacznym stopniu pochłaniane przez zawartą w niej parę wodną, dwutlenek węgla oraz inne

cząsteczki, wskutek czego wyróżniamy tak zwane transmisyjne okna atmosferyczne. Jedno z takich okien znajduje się w obszarze podczerwieni o średniej długości fali (w jęz. ang. *mid-wavelength infrared*, MWIR) o wartości 3-5 μm , inne to obszar w długofalowym zakresie promieniowania podczerwonego (w jęz. ang. *long-wavelength infrared*, LWIR) o wartości 8-12 μm , natomiast trzecie okno dotyczy bardzo dalekiej podczerwieni $\geq 14 \mu\text{m}$ (w jęz. ang. *very long-wavelength infrared*, VLWIR). Fotony o energiach odpowiadającym oknom transmisyjnym są mniej absorbowane i rozpraszane. Efekt ten pokazano na rysunku 1, który przedstawia transmisję atmosferyczną dla promieniowania z zakresu MWIR i LWIR.



Rysunek 1. Widmo transmisji atmosferycznej w podczerwieni.

1.2 Przegląd technologii i podstawowych parametrów detektorów podczerwieni

Technika podczerwieni od czasu odkrycia F. W. Herschela rozwija się bardzo dynamicznie. Detektory promieniowania podczerwonego znajdują zastosowanie w systemach wojskowych (np. nawigacja, noktowizja), komercyjnych (np. komunikacja, lotnictwo, obrazowanie medyczne) oraz środowiskowych (np. sondowanie atmosferyczne, kontrola zanieczyszczeń, meteorologia). Istnieje cały szereg zjawisk fizycznych, na których bazują detektory, takich jak zjawisko termoelektryczne (termopary), zmiana przewodności elektrycznej (bolometry i fotoprzewodniki), termiczne rozprężanie gazu (komórki Golaya), piroelektryczność (detektory piroelektryczne), efekt Josephsona [detektory nadprzewodzące SQUID (w jęz. ang. *superconducting quantum interference device*)], fotoemisja (detektory krzemowe z barierą Schottky'ego), absorpcja podstawowa (detektory bazujące na fotoefekcie samoistnym), efekty w strukturach niskowymiarowych [detektory bazujące na supersieciach (w jęz. ang. *superlattice*, SL), studniach kwantowych (w jęz. ang. *quantum wells*, QW) i kropkach kwantowych (w jęz. ang. *quantum dots*, QD)] oraz wiele innych.

Większość detektorów promieniowania podczerwonego można podzielić na dwie grupy: detektory fotonowe i detektory termiczne. W detektorach termicznych zaabsorbowane promieniowanie wpływa na temperaturę elementu fotoczułego, prowadząc do zmiany jego właściwości fizycznych (np. rezystancji, napięcia, prądu, pojemności), a w rezultacie do generowania wyjściowego sygnału elektrycznego. W przypadku detektorów fotonowych, sygnał wyjściowy przyrządu jest wywołany zmianą rozkładu energii nośników. Oznacza to, że padające promieniowanie absorbowane jest na skutek oddziaływania fotonów z elektronami (z elektronami związanymi z atomami sieci krystalicznej, z atomami domieszek oraz elektronami swobodnymi).

Obecnie, duża część stosowanych fotonowych detektorów promieniowania podczerwonego wymaga chłodzenia. Wiąże się to z większymi kosztami produkcji (zakup i zintegrowanie chłodziarki termoelektrycznej, bądź naczynia Dewara z elementem fotoczułym) oraz kosztami eksploatacyjnymi (większy pobór prądu, ciekły gaz do zalewania naczynia Dewara, częstsze serwisy urządzeń), jak również podnosi to znacząco rozmiary przyrządu. Detektory chłodzone termoelektrycznie wykazują w głównej mierze wysokie czułości w temperaturach chłodziarkowych, natomiast przy wyższych temperaturach, szczególnie powyżej 300 K ich parametry silnie się zmniejszają, bądź z uwagi na niestabilność materiału, np. HgCdTe, nie mogą pracować w tych temperaturach. Współczesny trend w detekcji podczerwieni dąży do minimalizacji przyrządów, w związku z tym, nieustannie poszukuje się rozwiązań pozwalających na ich pracę w wyższych temperaturach, bez konieczności chłodzenia, przy zachowaniu odpowiednich parametrów detekcyjnych. Z tego względu dużą wagę poświęca się rozwojowi "detektorów HOT" (z jęz. ang. *high operating temperature*), umożliwiających osiągnięcie wysokich wykrywalności nie tylko w temperaturach chłodziarkowych, ale również w temperaturze pokojowej lub wyższych.

W rozdziale tym, przeanalizowano podstawowe parametry i wymagania stawiane fotonowym detektorom podczerwieni oraz przedstawiono podstawowe materiały do ich produkcji, z silnym ukierunkowaniem na półprzewodniki z grupy III-V. Ponadto, pokazano zaawansowane konstrukcje detektorów podczerwieni pozwalające na pracę tych urządzeń w podwyższonych temperaturach.

1.2.1 Model fotonowego detektora podczerwieni

Jak już wcześniej wspomniano, podstawą działania detektorów fotonowych jest oddziaływanie fotonów promieniowania z elektronami, a efektywność tego oddziaływania nosi nazwę wydajności kwantowej η . Wydajność kwantowa uwzględnia takie efekty jak odbicie, rozpraszanie, absorpcję i rekombinację nośników ładunku elektrycznego (w dalszej części pracy nazywanych w skrócie nośnikami). Jeżeli energia fotonu jest wystarczająca do generacji nośnika, to wraz z głębokością wnikania promieniowania do wnętrza półprzewodnika jego natężenie maleje na skutek absorpcji (zachodzi eksponencjalny spadek strumienia promieniowania), a część promieniowania ulega odbiciu od jego powierzchni. Zatem moc pochłaniana w materiale o grubości d jest określona równaniem:

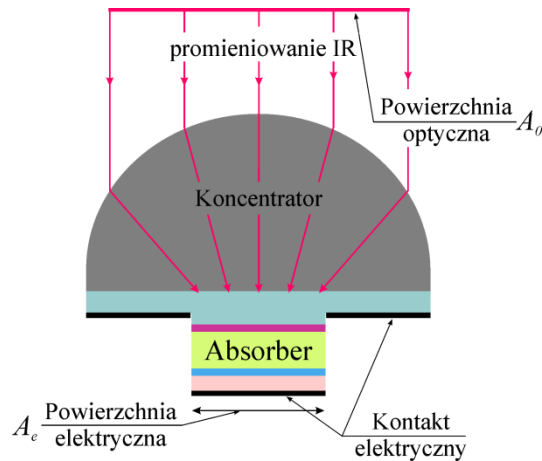
$$P_a = P_i(1-r)(1-e^{-\alpha d}), \quad (2)$$

gdzie P_i jest mocą padającego promieniowania, α współczynnikiem absorpcji, a r współczynnikiem odbicia promieniowania od powierzchni półprzewodnika. Wielkość $1/\alpha$ określa średnią głębokość wnikania promieniowania. Natomiast, wydajność kwantowa jest definiowana, jako liczba generowanych nośników przypadających na liczbę padających fotonów. Dzieląc moc, wyrażoną w watach, przez energię fotonu $E = hc/\lambda$, otrzymamy ogólny wzór na wydajność kwantową fotodetektora:

$$\eta = (1-r)(1-e^{-\alpha d}). \quad (3)$$

Jest to znormalizowana wielkość przyjmująca wartości od zera do jedności.

Detektor promieniowania podczerwonego można przedstawić za pomocą uogólnionego modelu pokazanego na rysunku 2. Jest to płytka półprzewodnika o powierzchni "elektrycznej" A_e sprzężona ze strumieniem padającego promieniowania przez powierzchnie "optyczną" A_o [1]. Zwykle te dwie powierzchnie są identyczne bądź do siebie zbliżone, natomiast zastosowanie koncentratora optycznego powoduje wzrost stosunku A_o/A_e . Znaczna część promieniowania jest absorbowana w warstwie aktywnej detektora - absorberze. Należy zaznaczyć, że model przedstawiony na rysunku nie określa sposobu uzyskiwania fotosygnалу.



Rysunek 2. Model fotodetektora z koncentratorem optycznym.

Widmowa czułość prądowa detektora, jest określona przez wydajność kwantową oraz przez wzmocnienie fotoelektryczne g . Wzmocnienie fotoelektryczne rozumiane jest jako liczba nośników opuszczających kontakt elektryczny detektora przypadająca na jedną generowaną w detektorze parę elektron-dziura. Zatem wskazuje ono, jak generowane pary przyczyniają się do wzrostu fotoprądu detektora. W większości fotonowych detektorów podczerwieni wzmocnienie elektryczne jest równe jedności. Wartość większa od jedności związana jest z różnicą między czasem życia nośników, a czasem ich transportu między kontaktami. Wzmocnienie elektryczne określane jest przez stosunek tych czasów. Widmowa czułość prądowa wyraża się wzorem:

$$R_i = \frac{\lambda \eta}{hc} qg, \quad (4)$$

gdzie q oznacza ładunek elektryczny.

Na podstawie charakterystyki spektralnej można określić jeden z ważniejszych parametrów użytkowych detektora, to znaczy długofalową granicę czułości $\lambda_{cut-off}$. Jest to długość fali, przy której czułość prądowa jest równa 50% jej maksymalnej wartości.

Kolejnym istotnym parametrem materiałów stosowanych do konstrukcji detektorów podczerwieni jest czas życia generowanych nośników τ , ponieważ warunkuje on zarówno czułość jak i szybkość odpowiedzi detektora. Utworzone pary elektron-dziura mogą rekombinować na dwa sposoby: w procesie bezpośrednim i pośrednim. W przypadku procesu bezpośredniego zachodzi rekombinacja elektronu z pasma przewodnictwa z dziurą w paśmie walencyjnym. Proces ten jest nazywany rekombinacją typu pasmo-pasmo. Rekombinacja pośrednia ma miejsce, gdy elektron początkowo przechodzi na poziom energetyczny leżący w przerwie energetycznej, a następnie przechwytuje dziurę z pasma walencyjnego. W procesie tym wyzwalana energia ulega relaksacji w sieci krystalicznej poprzez oddziaływanie z fononami.

Taki rodzaj rekombinacji jest nazywany procesem Shockleya-Reada-Halla (SRH). Wpływ procesu SRH można ograniczyć poprzez zmniejszenie koncentracji obcych domieszek oraz defektów sieciowych. Wraz z postępem technologicznym, wpływ tego procesu na czas życia nośników maleje. Wyróżniane są dwa fundamentalne procesy międzypasmowe: rekombinacja promienista, gdzie uwolniona energia jest emitowana w postaci fotonu oraz rekombinacja zderzeniowa Augera. Rekombinacja Augera, podobnie jak SRH, jest procesem niepromienistym, natomiast wyzwolona energia jest przekazywana do trzeciego swobodnego nośnika. Istnieją również inne, niefundamentalne, procesy rekombinacji promienistej i zderzeniowej z udziałem poziomów pułapkowych w przerwie energetycznej.

Najważniejszym parametrem detektora podczerwieni jest jego wykrywalność znormalizowana, zwana dalej w pracy wykrywalnością. Parametr ten określa stosunek sygnału do szumu detektora znormalizowany do jednostkowej powierzchni detektora i jednostkowej szerokości pasma szumowego układu:

$$D^* = \frac{R_i \sqrt{A_0 \Delta f}}{i_n}, \quad (5)$$

gdzie Δf to szerokość pasma, a i_n to szum prądowy fotodetektora. W przypadku absorbera o grubości d szum prądowy spowodowany procesami generacji (G) i rekombinacji (R) określony jest wzorem:

$$I_n^2 = 2(G + R)A_e d \Delta f q^2 g^2. \quad (6)$$

Zatem, po uwzględnieniu powyższego wzoru oraz wyrażenia (4) zależność (5) można zapisać w postaci:

$$D^* = \frac{\lambda}{hc} \times \frac{\eta}{\sqrt{2(G + R)d}} \times \sqrt{\frac{A_0}{A_e}}. \quad (7)$$

Dla danej długości fali i temperatury pracy detektora największą wykrywalność można osiągnąć maksymalizując wyrażenie $\eta/[2(G+R)d]^{1/2}$. Przyjmując warunki równowagi termicznej ($G = R$) oraz zakładając, że $A_0 = A_e$ można pokazać, że graniczna wartość wykrywalności detektora określana jest wyrażeniem [2]:

$$D^* = 0.31 \frac{\lambda}{hc} \times \sqrt{\frac{\alpha}{G}}, \quad (8)$$

czyli stosunek współczynnika absorpcji i generacji termicznej (α/G) jest miarą jakości i przydatności materiałów półprzewodnikowych stosowanych w detekcji podczerwieni.

Oprócz procesów termicznych istnieje wiele innych rodzajów szumów różniących się mechanizmem powstawania, przy czym całkowity szum prądowy stanowi sumę kilku nieskorelowanych źródeł:

$$i_n^2 = \sum_{i=1}^m i_i^2. \quad (9)$$

Do najczęściej występujących w urządzeniach fotowoltaicznych zaliczany jest szum Johnsona, śrutowy i szum niskoczęstotliwościowy typu $1/f$. Szum $1/f$ występuje tylko wtedy, gdy przez detektor płynie prąd i jest istotny w zakresie niskich częstotliwości. Drugi z wymienionych szumów - szum Johnsona jest szumem termicznym, związanym z termicznymi fluktuacjami prędkości swobodnych nośników. Natomiast szum śrutowy jest związany z przypadkowym charakterem procesów generacji i rekombinacji w obszarze aktywnym oraz na złączach występujących w detektorze, jak również statystycznym procesem dyfuzji nośników przez złącze. Wartość skuteczna prądu szumu Johnsona i śrutowego jest określona wyrażeniem:

$$i_n = \sqrt{\left(\frac{4kT}{R_0} + 2qI \right)}, \quad (10)$$

gdzie R_0 to rezystancja dynamiczna detektora przy polaryzacji $U = 0$, a I to prąd płynący przez detektor. Szum ten może być w uproszczeniu przedstawiony, jako suma trzech składników, w zależności od źródła fluktuacji, które ten szum generują:

- szum prądowy związany z procesem SRH w obszarze ładunku przestrzennego;
- szum generowany przez prąd dyfuzyjny związany z procesami Augera, SRH i rekombinacją promienistą;
- szum wywołany fluktuacjami prądu powierzchniowego związanego ze stanami powierzchniowymi złącza.

Przy zerowej polaryzacji detektora całkowity prąd płynący przez detektor jest równy prądowi fotoelektrycznemu I_{ph} , który zależy od gęstości strumienia fotonów sygnału ϕ_S i tła ϕ_B :

$$I = I_{ph} = g\eta q A_e (\phi_S + \phi_B). \quad (11)$$

Jeżeli zapewnimy detektorowi takie warunki pracy, w których szum zostanie obniżony do poziomu szumu spowodowanego fluktuacjami liczby fotonów padających na detektor z otoczenia to mówimy, że detektor pracuje w warunkach ograniczenia promieniowaniem tła, w skrócie BLIP (z jęz. ang. *background limited infrared*

photodetector). Wykrywalność ograniczona fluktuacjami strumienia fotonów promieniowania tła wynosi:

$$D_{BLIP}^*(\lambda, f) = \frac{\lambda}{hc} \left(\frac{\eta}{2Q_B} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

gdzie Q_B jest całkowitym strumieniem fotonowym padającym na detektor. Przyjmując idealną charakterystykę widmową detektora (gdy $\lambda_{cut-off}$ pokrywa się z λ_{peak} , czyli długością fali dla której czułość prądowa przyjmuje wartość maksymalną), strumień ten może być określony przez spektralną egzytancję fotonową tła $M_p(\lambda, T_B)$ zgodnie z zależnością:

$$Q_B = \sin^2(\theta/2) \int_0^{\lambda_{cut-off}} M_p(\lambda, T_B) d\lambda, \quad (13)$$

gdzie θ jest kątem widzenia detektora (w jęz. ang. *field of view*, FOV), a T_B to temperatura CDC. D_{BLIP}^* dla określonej wartości FOV jest związana z D_{BLIP}^* dla kąta 2π relacją:

$$\frac{D_{BLIP}^*(\theta)}{D_{BLIP}^*(2\pi)} = \frac{1}{\sin(\theta/2)}, \quad (14)$$

zatem zmienia się wraz z kątem widzenia jak $[\sin(\theta/2)]^{-1}$.

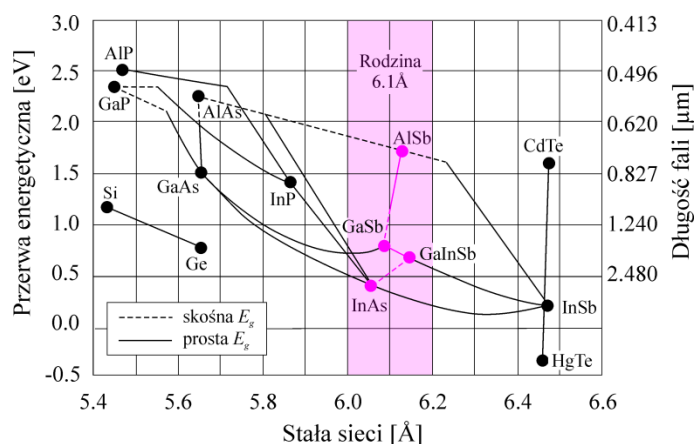
1.2.2 Materiały stosowane w technologii półprzewodnikowych fotonowych detektorów podczerwieni

Najpopularniejsze materiały półprzewodnikowe, które stosuje się obecnie, jako absorbery w detektorach IR zakresu 3-14 μm zostały zebrane w tabeli 1. Należą do nich półprzewodniki binarne o stałej szerokości przerwy zabronionej, takie jak InAs i InSb, wchodzące w skład grupy materiałów III-V oraz półprzewodniki wieloskładnikowe z przerwą zabronioną zależną od składu molowego "x". W drugiej grupie znajdują się między innymi związki potrójne InAsSb z grupy materiałów III-V oraz HgCdTe z grupy II-VI. Inne, rzadziej stosowane materiały aktywne w podczerwieni zostały wymienione w trzeciej kolumnie tabeli. Wśród nich jest na przykład związek potrójny PbSnTe (grupa IV-VI), który był dość intensywnie badany w latach 1960–1980. Wszystkie detektory skonstruowane z wyżej wymienionych materiałów bazują na przejściach międzypasmowych.

Tabela 1. Najważniejsze związki dla fotonowych detektorów średniej i dalekiej podczerwieni.

Grupa materiałów	Najważniejsze półprzewodniki	Inne
Związki dwuskładnikowe	InAs, InSb	PbS, PbSe
Związki wieloskładnikowe z regulowaną przerwą zabronioną	Hg _{1-x} Cd _x Te InAs _{1-x} Sb _x	Hg _{1-x} Zn _x Te, Hg _{1-x} Mn _x Te Pb _{1-x} Sn _x Te, Pb _{1-x} Sn _x Se InNSb, InBiTe, InTlSb

Spośród wyżej wymienionych materiałów, HgCdTe jest powszechnie uważany za najlepszy materiał do produkcji detektorów fotonowych o wysokiej czułości. Dla małego składu "x" materiał jest półmetalem o ujemnej szerokości przerwy zabronionej. Do konstrukcji detektorów podczerwieni pracujących w zakresie 2-30 μm wykorzystywany jest Hg_{1-x}Cd_xTe o składzie $0.16 < x < 0.5$ (dodatnia przerwa energetyczna). Dodatkowe czynniki potwierdzające znaczenie HgCdTe to duży współczynnik absorpcji umożliwiający uzyskanie wysokiej wydajności kwantowej oraz sprzyjające mechanizmy rekombinacji nośników (umożliwiające uzyskanie dużego czasu życia nośników), jak również możliwość uzyskania domieszkowania donorowego i akceptorowego w szerokim zakresie koncentracji domieszek, wysoka ruchliwość elektronów i niska stała dielektryczna. Bardzo mała zależność stałej sieciowej od składu pozwala na projektowanie złożonych heterostruktur detekcyjnych o wysokiej jakości krystalicznej. Ponadto, przewaga tellurku kadmowo rtęciowego nad innymi związkami jest silnie związana z wieloletnią pracą nad tym związkiem, inwestycją dużej ilości czasu i pieniędzy, co skutkuje znacznie większą niż w przypadku innych materiałów "dojrzałością technologiczną". Niemniej jednak, HgCdTe jest materiałem trudnym technologicznie ze względu na wysokie ciśnienie par rtęci, słabe wiązanie rtęci oraz wysokie współczynniki interdyfuzji Hg i Cd, co powoduje, że przyrządy wytworzone z HgCdTe nie są stabilne temperaturowo. Badania wykazują, że mogą one pracować, bądź być przechowywane w temperaturach nieprzekraczających 80°C. Duży problem stanowi również kompatybilność stałych sieciowych z szeroko stosowanymi materiałami współczesnej mikroelektroniki: krzemem (Si) i arsenkiem galu (GaAs). Zależność przerwy energetycznej tych materiałów oraz odpowiadające jej długości fali w funkcji stałej sieci przedstawiono na rysunku 3. Ponadto, obecnie obowiązuje dyrektywa Unii Europejskiej [3], która wymusza wyeliminowanie związków rtęci z produkcji przemysłowej. Powoduje to potrzebę poszukiwania nowych rozwiązań materiałowych na potrzeby detekcji podczerwieni.



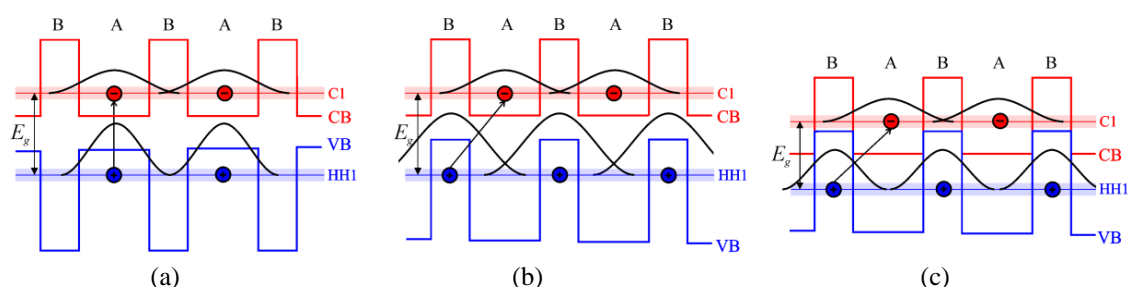
Rysunek 3. Wykres zależności przerwy energetycznej i długości fali od stałej sieci dla materiałów współczesnej mikroelektroniki.

Półprzewodniki z grupy III-V stanowią silną konkurencję dla HgCdTe, ze względu na niższe koszty wzrostu i produkcji, jak również cechują się wyższym stopniem jednorodności materiału w strukturach epitaksjalnych, co jest niezbędne, między innymi, przy wytwarzaniu wysokiej jakości matryc FPA (w jęz. ang. *focal plane array*) o dobrej jednorodności pikseli. Detektory bazujące na związku InAsSb są w głównej mierze detektorami pracującymi w zakresie MWIR. Wynika to z braku właściwego dopasowania tego materiału do stałych sieciowych podłoża, przy żądanym składzie molowym, pozwalającym na pracę w zakresie LWIR. Najdłuższa, możliwa do uzyskania długofalowa granica czułości $\lambda_{cut-off}$ przez ten materiał jest osiągnięta dla $\text{InAs}_{0.37}\text{Sb}_{0.63}$ i jest równa 15 μm w 300 K i 9.1 μm w 77 K. W celu wydłużenia długofalowej granicy czułości detektorów bazujących na materiałach z grupy III-V, od lat 70-tych ubiegłego wieku, prowadzone są badania nad technologią supersieci [4].

Supersieć to struktura złożona z wielu warstw półprzewodników o różnym typie przewodnictwa lub różnych przerwach zabronionych. Rozwój nowoczesnej technologii, takiej jak epitaksja z wiązek molekularnych (w jęz. ang. *molecular beam epitaxy*, MBE), daje możliwość osadzania tej złożonej struktury krystalicznej. Grubość pojedynczej warstwy supersieci wynosi od 5 do 50 nm, przy czym warstw tych może być od kilku do kilkudziesięciu. W takiej strukturze na nośniki ładunku elektrycznego działa, oprócz periodycznego pola elektrycznego atomów sieci krystalicznej, dodatkowe pole elektryczne, którego potencjał jest również periodyczny, lecz z okresem znacznie przewyższającym stałą sieci krystalicznej [5]. Zwykle taki dodatkowy potencjał występuje w jednym kierunku, na przykład wzdłuż osi z , a jego źródłem są zmiany położenia pasm energetycznych występujące wzdłuż tej osi. Potencjał ten działając na elektrony i dziury powoduje powstawanie minipasm energetycznych, co zostało

pokazane na rysunku 4. Przerwa energetyczna SL jest określona przejściami pomiędzy pierwszym minipasmem dziur ciężkich (HH1), a pierwszym minipasmem elektronów (C1). Położenie minipasm może być zmieniane poprzez zmianę grubości warstw składowych półprzewodników tworzących SL. Umożliwia to przestrajanie przerwy energetycznej w szerokim zakresie spektralnym podczerwieni, poczynając od obszaru promieniowania SWIR (obszar bliskiej podczerwieni, $< 3 \mu\text{m}$), aż po VLWIR.

W zależności od wzajemnego położenia pasm półprzewodników, z których zbudowane są supersieci, można je podzielić na kilka rodzajów, z których dwa są najbardziej fundamentalne: supersieci I i II rodzaju, które schematycznie przedstawiono na rysunku 4. W supersieciach heterozłączowych I rodzaju pasma zabronione półprzewodników przekrywają się całkowicie (patrz rysunek 4a). W tym rodzaju supersieci oddziaływania jakie występują pomiędzy nośnikami poszczególnych warstw supersieci mogą zachodzić jedynie pomiędzy pasmami zgodnymi. Oznacza to, że na przykład elektrony minipasma C1 jednego półprzewodnika oddziałują z dziurami minipasma HH1 tego samego półprzewodnika. Przykładem takiego rodzaju supersieci jest GaAs/AlSb. Natomiast supersieci heterozłączowe II rodzaju (w jęz. ang. *type-II superlattice*, T2SL) wykonane są z półprzewodników, których pasma zabronione przekrywają się w niewielkim stopniu (w jęz. ang. T2SL *staggered*) bądź, których pasma zabronione znajdują się blisko siebie, ale się nie przekrywają (w jęz. ang. T2SL *broken-gap*). Oba rodzaje T2SL zostały pokazane odpowiednio na rysunkach 4b i 4c. W tego typu SL występuje separacja przestrzenna stanów elektronowych i dziurowych, co oznacza, że elektrony minipasma C1 półprzewodnika A oddziałują z dziurami minipasma HH1 półprzewodnika B.

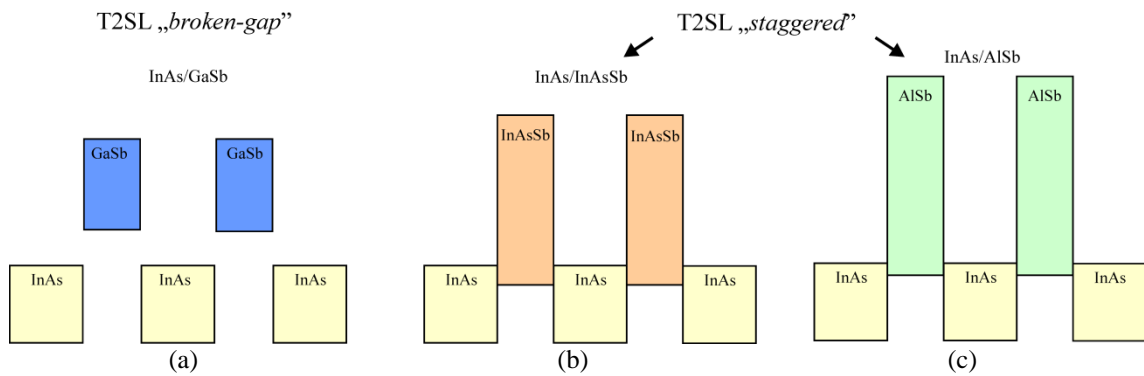


Rysunek 4. Schemat budowy i nakładanie się funkcji falowych w supersieci I rodzaju (a) i II rodzaju typu "staggered" (b) oraz "broken-gap" (c). Symbole CB i CV oznaczają kolejno pasmo przewodzenia i pasmo walencyjne, C1 i HH1 pierwsze minipasma elektronów i pierwsze minipasma dziur ciężkich, a litery A i B różne półprzewodniki, z których zbudowana jest supersieć.

T2SL są budowane na bazie materiałów z rodziny 6.1 \AA (patrz rysunek 3). Najpopularniejsze supersieci II rodzaju "*broken-gap*" wykorzystywane, jako warstwy aktywne przyrządów do detekcji promieniowania podczerwonego, powstają z połączenia warstw materiałów InAs i GaSb [6]–[11]. W T2SL InAs/GaSb krawędź pasma przewodzenia (w jęz. ang. *conduction band*, CB) InAs leży poniżej krawędzi pasma walencyjnego (w jęz. ang. *valence band*, VB) GaSb. Powoduje to przestrzenną separację elektronów oraz dziur odpowiednio w obszarze InAs i GaSb, co zmniejsza przekrywanie się ich funkcji falowych, a tym samym prowadzi do tłumienia mechanizmu Augera [12]. Schematyczne położenie przerw energetycznych w T2SL InAs/GaSb zostało pokazane na rysunku 5a. Inne zalety T2SL to tłumienie prądu tunelowego [13], [14] oraz wysoka jednorodność przerwy energetycznej w porównaniu do półprzewodników wieloskładnikowych z przerwą zabronioną zależną od składu molowego "x" [15].

Krótki czas życia nośników w InAs/GaSb T2SL zwiększa prąd ciemny oraz obniża wydajność kwantową detektora. Niskie wartości czasów życia nośników zostały częściowo przypisane defektom w warstwie GaSb, z jęz. ang. *acceptor-like defects*. Przyjmuje się, że przyczyną małych τ jest obecność galu [16]. W związku z powyższym, zaproponowana została T2SL "wolna od Ga" (z jęz. ang. "*Ga - free*") - InAs/InAsSb, jako alternatywny materiał do wcześniej wspomnianego, który cechuje się dłuższym czasem życia nośników. T2SL InAs/InAsSb jest supersiecią typu "*staggered*" (rysunek 5b).

Kolejnym przykładem T2SL z rodziny materiałów 6.1 \AA są supersieci InAs/AlSb [17] (rysunek 5c). Przerwa energetyczna tej supersieci jest na tyle duża, że w konstrukcji detektorów podczerwieni stosowana jest ona jako warstwa barierowa dla elektronów. Inne rodzaje barier można uzyskać wprowadzając dodatkowe warstwy półprzewodników o szerszej przerwie zabronionej, takie jak AlSb lub AlGaInSb do supersieci InAs/GaSb. Powstają w ten sposób czterowarstwowe struktury typu "W" (InAs/GaInSb/InAs/ AlGaInSb) [18]–[22], struktury typu "M" (GaSb/InAs/GaSb/AlSb) [10], [13], [23]–[26] lub trójwarstwowe struktury typu "N" (GaSb/InAs/AlSb) [27], pokazane na rysunku 6.



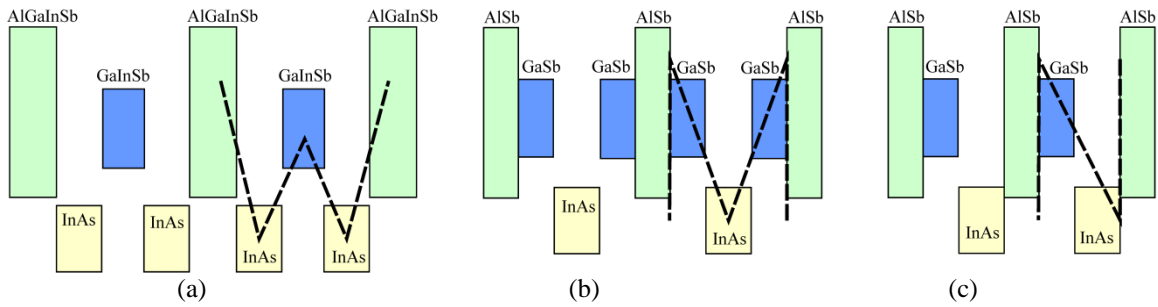
Rysunek 5. Przykłady T2SL: T2SL InAs/GaSb typu "broken-gap" (a) oraz T2SL InAs/InAsSb (b) i T2SL InAs/AlSb (c) typu "staggered".

Supersieć o strukturze "W" zawiera dwie warstwy InAs, tworzące studnie kwantowe dla elektronów (są w nich zlokalizowane głównie elektrony) umieszczone po obu stronach QW dla dziur z GaInSb (są tam zlokalizowane głównie dziury). Warstwa GaInSb znajduje się pomiędzy dwiema barierowymi warstwami AlGaInSb, które symetrycznie ograniczają funkcje falowe elektronów po obu stronach obszaru GaInSb, zwiększając tym samym wzajemne nakładanie się funkcji falowych dziur i elektronów, co zapewnia zwiększoną absorpcję w pobliżu krawędzi pasma. Struktura typu "W" jest na tyle uniwersalna, że można ją stosować jako unipolarną barierę dla dziur, obszar aktywny lub unipolarną barierę dla elektronów.

Natomiast, w strukturze typu "M" szerokoprzerwowa warstwa AlSb blokuje oddziaływanie między elektronami sąsiednich warstw InAs. Zwiększona masa efektywna elektronów skutkuje mniejszym prawdopodobieństwem tunelowania nośników. W paśmie walencyjnym, warstwa AlSb działa również jako bariera dla dziur przekształcając pojedynczą studnię kwantową dla dziur (GaSb) w studnię podwójną. Szerokość studni ulega zmniejszeniu, a położenie dozwolonego poziomu energetycznego dla dziur silnie zależy od jej wymiaru. W odróżnieniu od standardowej T2SL, w której pasmo walencyjne pozostaje prawie na tym samym poziomie, niezależnie od budowy supersieci, w strukturze typu "M", odpowiednio dobierając grubości warstw, poziom pasma walencyjnego może być zmieniany. Z tego względu znajduje zastosowanie jako unipolarna bariera dla dziur.

W ostatniej z wymienionych struktur supersieci, w strukturze typu "N", zastosowano asymetrycznie dwie monowarstwy AlSb między warstwami InAs i GaSb, które stanowią barierę dla elektronów. Pod wpływem przyłożonego napięcia, taka konfiguracja znacznie zwiększa nakładanie się funkcji falowych dziur i elektronów,

a w konsekwencji zwiększa absorpcję przy jednoczesnym zmniejszeniu prądu ciemnego.



Rysunek 6. Schematyczne przedstawienie struktur supersieci: typu "W" (a), typu "M" (b) oraz typu "N" (c).

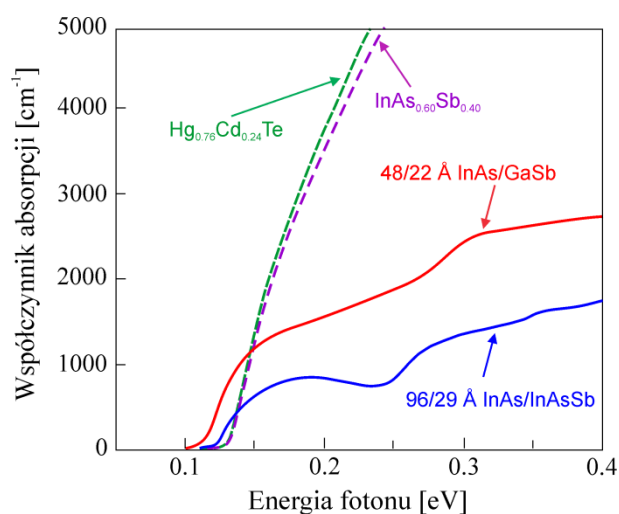
Podsumowując, supersieci umożliwiają zaprojektowanie nowego "sztucznego" materiału o całkowicie innych właściwościach niż warstwy składowe InAs, GaSb i InAsSb. Ta zdolność do kształtowania podstawowych właściwości fizycznych materiału nie jest możliwa w materiałach objętościowych, co sprawia, że teoretyczne możliwości materiałowe T2SL są uważane za wyższe. Poprzez dobór warstw składowych T2SL, można zaprojektować strukturę o lepszych parametrach materiałowych, takich jak współczynnik absorpcji α , czas życia nośników τ , związaną z nim długość drogi dyfuzji L , efektywne masy elektronów m_e^* i dziur m_h^* . Wartości tych parametrów różnią się w zależności od autora. Zostały one zebrane i porównane w autorskich pracach [11], [28]–[31] oraz w tabeli 2.

Masa efektywna elektronów supersieci InAs/GaSb jest wyższa w porównaniu do HgCdTe i nie jest ona tak silnie uzależniona od przerwy energetycznej w porównaniu z półprzewodnikami objętościowymi (w jęz. ang. *bulk semiconductors*). Zgodnie z tabelą 2, masa efektywna elektronów w T2SL InAs/InAsSb jest nieco wyższa w porównaniu do T2SL InAs/GaSb [32], podczas gdy, większa różnica wartości jest zauważalna, gdy porównamy masy efektywne dziur dla obu supersieci [32], [33].

Tabela 2. Parametry materiałowe T2SL: InAs/GaSb i InAs/InAsSb w 80 K.

Materiał T2SL	Masy efektywne		Współczynnik absorpcji [cm^{-1}]		Czas życia nośników [ns]	
	m_e^*/m_0	m_h^*/m_0	MWIR	LWIR	MWIR	LWIR
InAs/GaSb	0.035	0.438	2000-5000	1200-1500	< 100	10-40
InAs/InAsSb	0.047	1.071	500-1500	500-700	≥ 6000	100-400

Obliczone widma absorpcji dla T2SL InAs/GaSb i InAs/InAsSb wraz z wyznaczonymi doświadczalnie widmami dla HgCdTe i InAsSb z porównywalną, co do wartości, przerwą energetyczną przedstawiono na rysunku 7. Zgodnie z [34] dla długości fali $\lambda = 8 \mu\text{m}$, współczynnik absorpcji T2SL InAs/GaSb i InAs/InAsSb jest odpowiednio równy: około 1250 cm^{-1} oraz 700 cm^{-1} . Dla zakresu MWIR obserwujemy znaczny wzrost współczynnika absorpcji dla obu materiałów. W tym zakresie, w przypadku InAs/GaSb współczynniki absorpcji mieszczą się w granicach od 2000 do 5000 cm^{-1} [35]–[38]. Dodanie indu do warstw Ga(In)Sb może znacznie zwiększyć współczynnik absorpcji supersieci [39], jak również, pozwala na zmniejszenie grubości warstw GaInSb w porównaniu do tych bez In, przy zachowaniu tej samej przerwy energetycznej. Cieńsze warstwy półprzewodników zwiększają nakładanie się ich funkcji falowych, zatem detektory z InAs/GaInSb mogą osiągnąć wyższy współczynnik absorpcji, co wpływa na wyższą wykrywalność. Dalsze zwiększanie współczynnika absorpcji w tych supersieciach można uzyskać poprzez wprowadzenie dodatkowego niedopasowania sieciowego i naprężeń między sąsiednimi warstwami oraz poprzez zastosowanie różnych architektur warstw aktywnych, na przykład struktury T2SL typu "W". Jak można zauważyć (patrz tabela 2), współczynnik absorpcji dla T2SL InAs/InAsSb jest znacznie niższy niż dla InAs/GaSb.



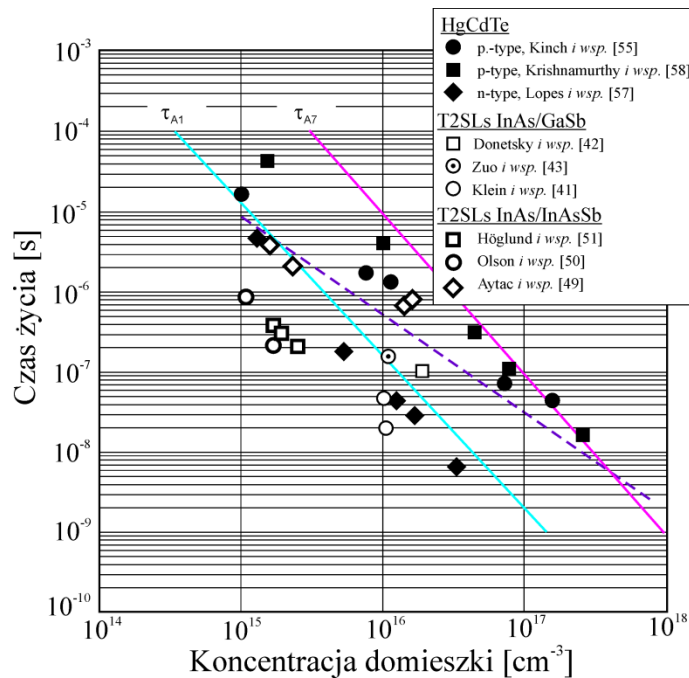
Rysunek 7. Widma absorpcji w temperaturze 80 K: zmierzone dla $\text{Hg}_{0.76}\text{Cd}_{0.24}\text{Te}$, $\text{InAs}_{0.60}\text{Sb}_{0.40}$ oraz obliczone dla T2SL $48/22 \text{ \AA}$ InAs/GaSb i $96/29 \text{ \AA}$ InAs/InAsSb [34].

Teoretyczna analiza czasów życia nośników ograniczonych przez mechanizm rekombinacji pasmo-pasmo Augera dla supersieci InAs/GaSb pokazuje, że szybkość tej rekombinacji jest tłumiona o kilka rzędów w porównaniu do materiału objętościowego HgCdTe o podobnej przerwie energetycznej [40]. Obecnie, w przypadku T2SL InAs/GaSb zmierzony czas życia nośników τ w zakresie MWIR jest zwykle poniżej

100 ns i jest ograniczony przez mechanizm Shockleya-Reada-Halla [41], [42]. Aczkolwiek, zaobserwowano wydłużenie czasu życia do 157 ns, dzięki osadzeniu w strukturze tej supersieci dodatkowej warstwy przejściowej InSb [43]. Przyjmuje się, że defekty związane z GaSb są odpowiedzialne za niskie czasy życia nośników mniejszościowych obserwowane w T2SL InAs/GaSb. Zmierzone τ w InAs (~ 320 ns) [44] i w InAs_{0.8}Sb_{0.2} (250 ns) [45] są dłuższe niż te otrzymane dla GaSb (~ 100 ns) [46], co oznacza, że T2SL InAs/InAsSb powinny charakteryzować się dłuższymi czasami życia nośników niż T2SL InAs/GaSb. Dla MWIR T2SL InAs/InAsSb pokazano $\tau > 6$ μ s w temperaturze 77 K [47]–[51], a przy wyższych temperaturach do 250 K, czas życia nośników przekracza 800 ns [48]–[50], podczas gdy w przypadku temperatury pokojowej $\tau > 100$ ns [49], [50]. Obecnie, czas życia w 77 K dla zakresu LWIR wynosi zwykle 10 - 40 ns dla T2SL InAs/GaSb i o rząd więcej w InAs/InAsSb [42], [45], [46], [52]–[54]. Zgodnie z Pellegrino i DeWames [46], aby osiągnąć warunki pracy BLIP w temperaturze 80 K wymagany czas życia nośników powinien być dłuższy od 350 ns.

Czas życia nośników związany z mechanizmem SRH (τ_{SRH}) w materiale HgCdTe jest prawie trzy rzędy wielkości większy od wartości literaturowych dla materiałów grupy III-V z porównywalnymi E_g . W zakresie MWIR wartości τ_{SRH} oscylują w granicach między 2 a 60 μ s. Jednakże, τ_{SRH} zebrane przez Kinch i wsp. [55], [56], Lopes i wsp. [57], Krishnamurthy i Casselman [58] znacznie przekraczają te wartości i wynoszą od 200 μ s do 50 ms, w zależności od długofalowej granicy czułości $\lambda_{cut-off}$. Czasy życia nośników mniejszościowych dla HgCdTe (niebieska i różowa linia przedstawia odpowiednio czasy życia nośników ograniczonych mechanizmami Augera 1 i Augera 7) oraz T2SL InAs/GaSb i InAs/InAsSb pokazano na rysunku 8.

Podsumowując, heterozłączone supersieci półprzewodnikowe to materiały stanowiące silną konkurencję, a nawet mogące w przyszłości zastąpić powszechnie używany HgCdTe, między innymi z uwagi na możliwość kontrolowania struktury pasmowej T2SL.



Rysunek 8. Czasy życia nośników mniejszościowych w temperaturze 77 K w zależności od koncentracji domieszki dla różnych typów detektorów z zakresu MWIR.

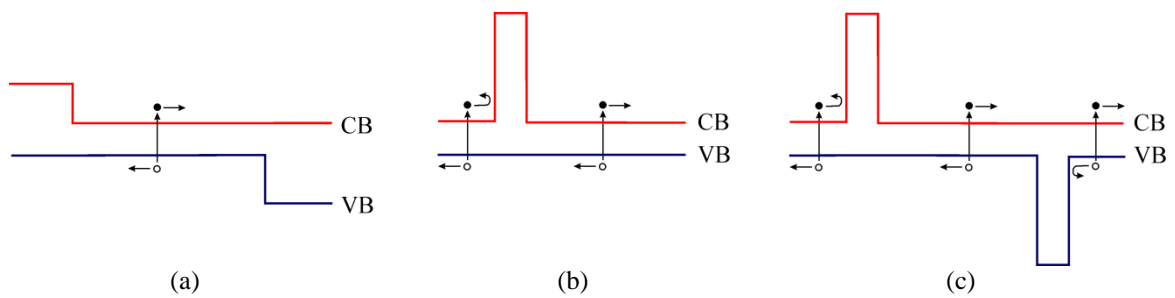
1.2.3 Zaawansowane konstrukcje detektorów dedykowane do pracy w warunkach "HOT"

Podstawowy parametr detekcyjny, jakim jest wykrywalność ograniczony jest przez szum wywołany fluktuacjami termicznej generacji (G) i rekombinacji (R) nośników, który rośnie wraz ze wzrostem temperatury pracy przyrządu. Najprostszym sposobem redukcji tych szumów jest obniżenie temperatury pracy poprzez stosowanie chłodzenia kriogenicznego. Jednak z uwagi na tendencję do minimalizacji rozmiarów urządzeń detekcyjnych, budowy wieloelementowych matryc oraz wszechstronności ich zastosowania ten sposób obniżania szumów nie jest preferowany. Dlatego, dużą wagę poświęca się rozwojowi wspomnianych już wcześniej "detektorów HOT". W celu poprawienia wykrywalności detektora fotonowego bez konieczności jego chłodzenia, zgodnie ze wzorami (7)-(8), należy zredukować procesy G - R nośników w możliwie największym stopniu w porównaniu z generacją optyczną. W pierwszej kolejności należy wybrać materiał półprzewodnikowy na obszar aktywny detektora, który charakteryzuje się wysoką wartością stosunku współczynnika absorpcji i szybkości generacji termicznej α/G [patrz wzór (8)].

Drugim sposobem redukcji szumów detektora jest odpowiednio dobrana architektura struktury detekcyjnej. Samego procesu generacji i związanych z nim fluktuacji uniknąć nie można, ale można znacznie zmniejszyć skutki tych fluktuacji, wymuszając proces rekombinacji w obszarze przyrządu, w którym ma on niewielki

wpływ. Jednym z rozwiązań są struktury wykorzystujące zjawiska nierównowagowe z dławieniem mechanizmu rekombinacji Augera [12], [59], bazujące na zjawiskach ekstrakcji i ekskluzji nośników. Działanie tego typu przyrządów polega na tłumieniu procesów Augera poprzez obniżenie koncentracji nośników swobodnych poniżej wartości równowagowych. Przykładowo, w strukturach diodowych typu $P^+\pi N^+$ lub P^+vN^+ (π oznacza słabo domieszkowany obszar typu p, a v słabo domieszkowany typu n) tłumienie mechanizmu Augera jest osiągnięte przez ekstrakcję nośników. Obszar π ma większą grubość niż średnia głębokość wnikania promieniowania i mniejszą niż długość drogi dyfuzji elektronów (nośników mniejszościowych), przy czym, obszar P^+ (o szerszej przerwie energetycznej) jest wystarczająco gruby i silnie domieszkowany, aby jakiegokolwiek nośniki, wstrzyknięte przy polaryzacji ujemnej, nie mogły być unoszone przez pole elektryczne do obszaru π . Spolaryzowane w kierunku zaporowym złącze πN pełni rolę złącza ekstrakcyjnego, czyli powoduje wyciąganie elektronów z obszaru absorbera. Zatem, pod warunkiem, że złącze $P\pi$ nie wstrzykuje elektronów do obszaru π , koncentracja elektronów mniejszościowych ulega obniżeniu. Uproszczony schemat pasmowy takiego detektora pokazano na rysunku 9a.

Kolejnym sposobem na redukcję szumów jest zastosowanie struktur barierowych celem zmniejszenia wpływu mechanizmu SRH w obszarze ładunku przestrzennego [60]. Najprostszym przykładem detektora barierowego jest detektor nBn (rysunek 9b). W dużym uproszczeniu, składa się on z absorbera typu n, szerokoprzerwowej warstwy barierowej oraz drugiej cienkiej warstwy typu n, stanowiącej kontakt elektryczny detektora. Grubość absorbera jest równa w przybliżeniu średniej głębokości wnikania promieniowania. Natomiast, warstwa barierowa jest na tyle gruba, że tunelowanie nośników przez warstwę jest pomijalne, a szeroka przerwa energetyczna powoduje, że zachodzi jedynie niewielkie wzbudzenie termiczne nośników. Obszar ten powinien być tak dopasowany do sąsiednich warstw struktury detekcyjnej, aby stanowić barierę jedynie dla nośników znajdujących się w paśmie przewodzenia, natomiast pasmo walencyjne powinno zachować ciągłość. Taka architektura struktury detekcyjnej zasadniczo eliminuje prąd, którego źródłem są procesy SRH i prądy powierzchniowe. Rezultatem tego jest zmniejszenie szumów, co przekłada się na możliwość zwiększenia temperatury pracy przyrządu przy zachowaniu tej samej wartości wykrywalności detektora.



Rysunek 9. Uproszczone schematy pasmowe detektora nierównowagowego $P^+\pi N^+$ (a), detektora nBn (b) oraz detektora z barierą komplementarną (c).

Dalsza redukcja szumów jest możliwa poprzez zastosowanie detektorów z barierą komplementarną (w jęz. ang. *complementary barrier infrared detector*, CBIRD) [61], pokazanych na rysunku 9c. Absorber jest umieszczony między dwiema barierami unipolarnymi - jedna stanowi barierę w paśmie przewodzenia, a druga w paśmie walencyjnym. W przeciwieństwie do detektorów o strukturze nBn , udział w prądzie ciemnym mają jedynie nośniki wygenerowane w obszarze absorbera.

Obecnie, duże nadzieje związane są z międzypasmowymi kaskadowymi fotodetektorami podczerwieni (w jęz. ang. *interband cascade infrared photodetector*, ICIP), zwanymi w dalszej części pracy międzypasmowymi detektorami kaskadowymi. Przyrządy te, zbudowane są na bazie supersieci II rodzaju, które mogą pracować w temperaturach wyższych niż pokojowe w długofalowym zakresie promieniowania podczerwonego. Analiza granicznych osiągnięć tych detektorów jest tematem rozprawy.

1.3 Cel i zakres pracy

Większość przyrządów do detekcji promieniowania podczerwonego składa się z pojedynczego absorbera. Odpowiednio gruba warstwa aktywna jest niezbędna w celu efektywnej absorpcji padającego promieniowania. Zazwyczaj współczynnik absorpcji jest mniejszy dla materiałów o węższych przerwach energetycznych, dlatego do zastosowań w obszarze LWIR wymagane są bardzo grube absorbery. W przypadku detektorów z $HgCdTe$ przyjmuje się, że grubość absorbera powinna być w przybliżeniu równa długofalowej granicy czułości [62]. Jednak, zwiększenie grubości absorbera nie gwarantuje, że wszystkie fotony zostaną skutecznie wykorzystane, nawet jeśli zostaną zaabsorbowane. Dzieje się tak, ponieważ w bardzo grubych absorberach, tylko te nośniki, które są w stanie dotrzeć do punktu zbierania (zanim zrekombinują), tworzą fotoprąd. To ograniczenie, w przyrządach z pojedynczym absorberem, może być szczególnie widoczne w wyższych temperaturach, w których długość drogi dyfuzji nośników mniejszościowych ulega skróceniu, ponadto w detektorach o wąskiej

przerwie energetycznej, ze względu na niskie wartości rezystancji dynamicznej, wpływ efektów związanych z rezystancją szeregową jest istotny [63].

Problem nieefektywnej konwersji fotonów na sygnał elektryczny można zmniejszyć, stosując alternatywny typ architektury detektora bazujący na międzypasmowych strukturach kaskadowych. W strukturach takich proces absorpcji i zbierania nośników jest podzielony na wiele stopni, tworzących kaskadę. Stopnie te są ze sobą połączone tak, aby elektrony w paśmie przewodzenia jednego stopnia mogły tunelować do pasma walencyjnego stopnia następnego poprzez szybkie, niskoenergetyczne procesy rozpraszania. Umożliwia to zbudowanie struktury składającej się z szeregu cienkich absorberów, których całkowita grubość może być większa niż długość drogi dyfuzji nośników.

Jak już wspomniano, dużą wagę poświęca się rozwojowi detektorów podczerwieni pracującym w podwyższonych temperaturach - "detektory HOT". Powszechnym materiałem stosowanym w technice podczerwieni jest HgCdTe. Niestety, jest to materiał niestabilny temperaturowo i wykonane z niego detektory nie mogą pracować w temperaturach powyżej 300 K. Alternatywą dla tego związku są wielostopniowe przyrządy bazujące na przejściach międzypasmowych z zastosowaniem heterostruktur złożonych z grupy półprzewodników III-V ze stałymi sieciowymi w pobliżu 6.1\AA . Wysokiej jakości heterostruktury zbudowane z tych materiałów można osadzać na podłożach GaSb bądź GaAs (przy zastosowaniu odpowiedniej warstwy buforowej) przy użyciu epitaksji z wiązek molekularnych. Detektory wykonane z półprzewodników grupy III-V można wykorzystać w systemach wymagających zwiększonej temperatury pracy $> 250\text{ K}$. Fakt ten był główną motywacją do powstania niniejszej rozprawy i skłonił autorkę do udowodnienia następującej tezy: międzypasmowe detektory kaskadowe z supersieci II rodzaju wykazują właściwości pozwalające na ich zastosowanie w temperaturach powyżej temperatury pokojowej.

W związku z powyższym, celem niniejszej rozprawy była doświadczalna i teoretyczna analiza wpływu technologii i konstrukcji międzypasmowych detektorów kaskadowych podczerwieni na ich parametry detekcyjne.

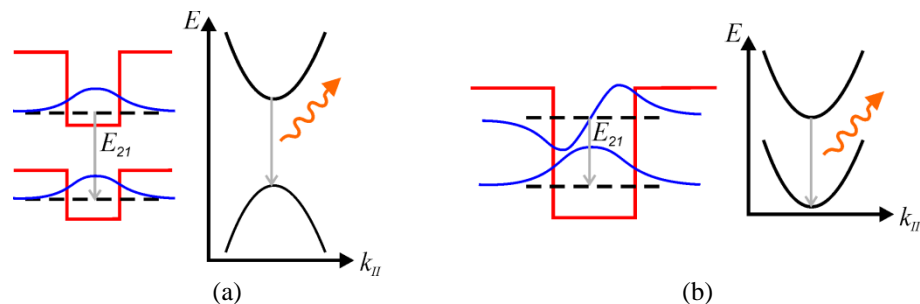
W kolejnych rozdziałach rozprawy przeprowadzono szczegółową analizę wpływu konstrukcji międzypasmowych detektorów kaskadowych na ich parametry detekcyjne. Pokazano obecny stan technologii tych detektorów, jak również wykazano zalety, jakie oferują, jako alternatywa dla konwencjonalnych przyrządów z pojedynczym absorberem, w szczególności w warunkach podwyższonej temperatury

pracy. Rozdział 2 przedstawia rys historyczny rozwoju optoelektronicznych międzypasmowych przyrządów kaskadowych oraz przegląd możliwości, jakie oferuje ta konstrukcja w celu detekcji i konwersji energii. W rozdziale 3 zaprezentowano ogólny model analityczny opisujący transport elektronowy w tego rodzaju strukturach. Model ten został następnie wykorzystany do symulacji numerycznych parametrów detekcyjnych przyrządu, w celu pokazania różnic między detektorami z jednym i wieloma stopniami w kaskadzie. Głównym celem tej teoretycznej części rozprawy była analiza wpływu struktury detektora i właściwości materiału absorbera na graniczne wartości wykrywalności. Rozdział 4 poświęcono charakteryzacji struktur kaskadowych o różnej liczbie stopni kaskady. Badane przyrządy obejmowały serię detektorów posiadającą absorbery T2SL InAs/GaSb, zaprojektowane na zakres MWIR i LWIR. W tej części pracy pokazano, że w wysokich temperaturach detektory wielostopniowe są w stanie osiągnąć wyższe czułości od detektorów jednostopniowych. Na zakończenie podsumowano uzyskane rezultaty oraz wskazano kierunek dalszych badań nad międzypasmowymi strukturami kaskadowymi.

Rozdział 2: Międzypasmowe struktury kaskadowe

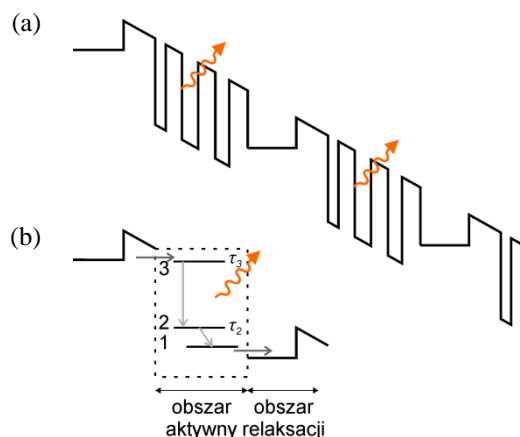
2.1 Lasery kaskadowe

Koncepcję, która ostatecznie pozwoliła na zaprojektowanie międzypasmowej struktury kaskadowej dla zastosowań w systemach optoelektronicznych przedstawiono po raz pierwszy w 1994 r. [64]. Projekt ten stanowił alternatywę dla popularnego wówczas tematu badań, jakim były lasery wewnątrzpasmowe (w jęz. ang. *intersubband lasers*). Na kilka miesięcy przed tym wydarzeniem, AT&T Bell Laboratories zademonstrowało unipolarny laser bazujący na przejściach wewnątrzpasmowych (patrz Rysunek 10), który został nazwany kwantowym laserem kaskadowym (w jęz. ang. *quantum cascade laser, QCL*) [65].



Rysunek 10. Przejścia międzypasmowe (a) oraz przejścia wewnątrzpasmowe (b) w studni kwantowej.

Termin „kaskada” w nazwie odnosi się do faktu, że laser składa się z wielu stopni laserujących połączonych szeregowo (patrz rysunek 11a). Pojedynczy stopień można podzielić na obszar aktywny i obszar relaksacji (wstrzykiwania) nośników. Obszar aktywny złożony z kilku studni kwantowych jest obszarem trójpoziomowym, co pokazano na rysunku 11b. Najwyższy poziom energetyczny E_3 jest poziomem metastabilnym o znacznie dłuższym czasie życia elektronów (τ_3) od czasu życia elektronów na poziomie E_2 (τ_2). Dzięki temu pomiędzy poziomami E_3 i E_2 uzyskujemy inwersję obsadzeń nośników. Przejście elektronu z poziomu E_3 do E_2 jest przejściem promienistym, czyli towarzyszy mu emisja fotonu o energii równej różnicy energii między tymi poziomami. Zatem długość fali promieniowania emitowanego przez lasery kaskadowe praktycznie nie zależy od materiału, z którego są wykonane, a jedynie od geometrii studni kwantowych stanowiących ich obszar czynny. Do stanu podstawowego E_1 nośnik relaksuje z poziomu E_2 niepromieniście, a energia zostaje wyemitowana w postaci fononu. Następnie, zrelaksowane elektrony są wstrzykiwane do kolejnego stopnia. W ten sposób każdy elektron jest ponownie wprowadzany do obiegu w kolejnych stopniach i wielokrotnie generuje fotony.



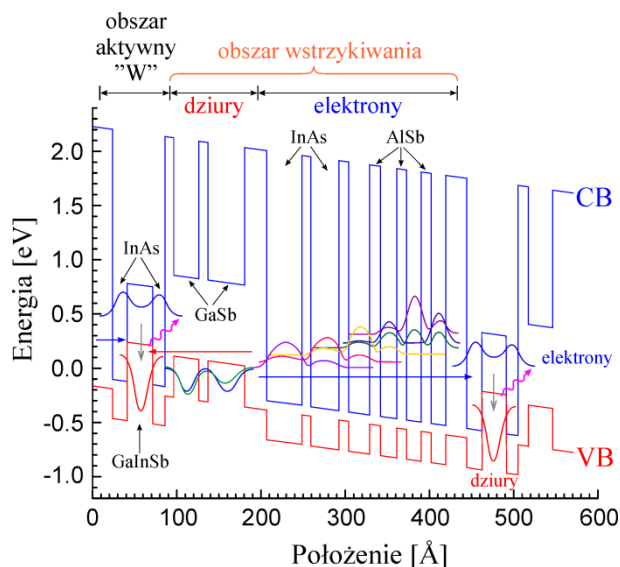
Rysunek 11. Kwantowy laser kaskadowy: schematyczny diagram budowy kaskady (a) oraz pojedynczy stopień kaskady z ogólną zasadą działania lasera (b). Rysunek został zaczerpnięty z rozprawy doktorskiej R. Maulini [66].

Należy podkreślić, że laser kaskadowy wymaga wyższego napięcia progowego niż standardowa dioda laserowa. Wynika to z faktu, że napięcia progowe każdego stopnia kaskady niezbędne do uzyskania inwersji obsadzeń sumują się. Natomiast prąd wymagany do generacji tej samej liczby fotonów jest znacznie mniejszy niż w konwencjonalnych diodach laserowych, ponieważ każdy wstrzyknięty elektron wytwarza wiele fotonów. To zmniejszenie prądów progowych w QCL powoduje redukcję omowej straty mocy I^2R_s , a tym samym mniej mocy tracone jest na

pasożytniczych rezystancjach i poprawia się całkowita wydajność konwersji mocy lasera.

Pierwszy międzypasmowy laser kaskadowy (w jęz. ang. *interband cascade laser*, ICL) zgodny z koncepcją R. Q. Yanga z 1994 roku [64] został przedstawiony w niedługim czasie po realizacji pierwszego QCL [67]. Lasery te wykorzystują schemat kaskadowy podobny do użytego w QCL z tą różnicą, że zachodzą w nich przejścia promieniste między pasmami przewodnictwa i walencyjnym (rysunek 10a). Jest to kluczowa różnica między tymi typami laserów, ponieważ szybkie rozpraszanie fononów jest charakterystyczne dla przejść pasmo-pasmo i przebiega o trzy rzędy wielkości szybciej niż w przypadku przejść niepromienistych w laserach wewnątrzpasmowych. Stąd, wartość natężenia prądu progowego, niezbędna do uzyskania wymaganej do akcji laserowej inwersji obsadzeń nośników ładunku, jest znacznie niższa w ICL niż w QCL. Czas życia nośników związanych z procesem niepromienistym jest zdeterminowany przez rekombinację Augera lub rekombinację SRH z udziałem defektów sieciowych.

Struktura ICL bazuje na technologii T2SL, która pozwala na stosunkowo łatwy transport elektronów z pasma przewodzenia jednego stopnia kaskady do pasma walencyjnego stopnia kolejnego. Zatem ICL posiada zalety wynikające nie tylko z samej budowy kaskadowej, ale również z zastosowania supersieci. Schemat struktury pasmowej jednego stopnia międzypasmowego lasera kaskadowego spolaryzowanego w kierunku przewodzenia pokazano na rysunku 12. Pojedynczy stopień w ICL zbudowany jest z obszaru aktywnego, który stanowi InAs-GaInSb-InAs "W" QW [68] i dwóch obszarów wstrzykiwania nośników - elektronów (T2SL InAs/AlSb) oraz dziur (GaSb/AlSb QW). Gdy laser jest spolaryzowany w kierunku przewodzenia elektrony są wstrzykiwane z minipasma przewodzenia obszaru wstrzykiwania elektronów do minipasma przewodzenia obszaru aktywnego. Następnie, elektrony te relaksują do minipasma dziur obszaru aktywnego, a stamtąd łatwo przechodzą do minipasma dziur obszaru wstrzykiwania dziur. W wyniku odpowiedniego ułożenia pasm pomiędzy warstwami GaSb i warstwami InAs, elektrony mogą z łatwością przejść z minipasma HH1 obszaru wstrzykiwania dziur do C1 obszaru wstrzykiwania elektronów. Opisane przejścia międzypasmowe są procesami bardzo szybkimi.



Rysunek 12. Schemat pasmowy międzypasmowego lasera kaskadowego spolaryzowanego w kierunku przewodzenia. Rysunek został zaczerpnięty z pracy Vurgaftman i wsp. [69].

Podsumowując, ICL łączy zalety lasera kaskadowego, dotyczące zmniejszania strat omowych z zaletami wynikającymi z procesów przejść międzypasmowych - długiego czasu przejść między pasmami.

2.2 Międzypasmowe detektory kaskadowe

Większość badań nad międzypasmowymi strukturami kaskadowymi koncentrowała się na ich przydatności do realizacji efektywnych urządzeń emitujących światło. Jednak zalety oferowane przez architekturę wielostopniową, w rzeczywistości również, okazują się znaczące dla przyrządów optoelektronicznych zaprojektowanych do konwersji światła na energię elektryczną. Fotodetektory bazujące na międzypasmowej strukturze kaskadowej zostały przedstawione po raz pierwszy w 2005 roku [70]. Postęp prac związany z rozwojem struktur kaskadowych pokazuje, że z powodzeniem architekturę kaskadową można wykorzystać również do wytworzenia wysokiej jakości międzypasmowych detektorów kaskadowych (ICIP).

2.2.1 Budowa i zasada działania

Pierwsze ICIP były produkowane ze struktur ICL. Obszar aktywny detektora przypominał schemat pasmowy lasera przedstawiony na rysunku 12, ponieważ podstawowa struktura emitera oraz detektora są bardzo podobne. Zgodnie z rysunkiem 12, jeżeli założymy, że przedstawiony na schemacie obszar wstrzykiwania dziur będzie służył jako bariera dla elektronów, a obszar wstrzykiwania elektronów jako bariera dla dziur to można zauważyć, że pojedynczy stopień w ICL przypomina heterostukturę. Zatem pojedynczy stopień międzypasmowego detektora kaskadowego

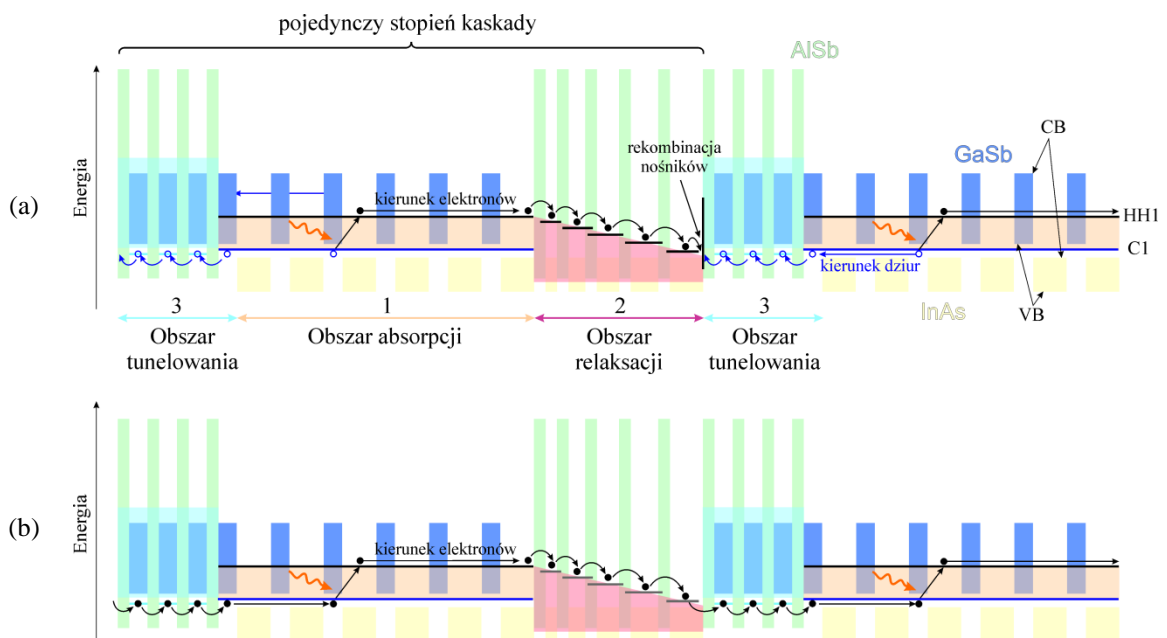
to podwójna heterostruktura z absorberem umieszczonym między dwiema barierami o większej szerokości przerwy energetycznej.

Główną modyfikacją w procesie optymalizacji detekcyjnej międzypasmowej struktury kaskadowej było zastąpienie absorberów wykonanych z QW absorberami wykonanymi z T2SL. Dzięki temu większa część padającego promieniowania może zostać zaabsorbowana. Schemat poglądowy ICIP przedstawiono na rysunku 13a. Cyframi 1, 2 i 3 oznaczono trzy obszary, jakie można wyróżnić w każdym ze stopni kaskady, w zależności od procesów tam zachodzących. Zgodnie z tym, numerem jeden został oznaczony obszar absorpcji padającego promieniowania, numerem dwa obszar relaksacji nośników, zwany inaczej obszarem transportu nośników, a numerem trzy obszar tunelowania nośników. Obszar relaksacji jest równocześnie unipolarną barierą dla dziur, a obszar tunelowania unipolarną barierą dla elektronów.

Obszar relaksacji nośników zbudowany jest ze związków półprzewodnikowych o zmiennym składzie lub z wielu studni kwantowych o różnych szerokościach. Obszar ten jest zaprojektowany tak, aby uzyskać pochylony profil pasmowy (w jęz. ang. *tilted-band profile*), to znaczy taki, w którym krawędź pasma przewodzenia z jednego końca obszaru znajduje się w pobliżu pasma przewodzenia sąsiadującego absorbera, a krawędź pasma przewodzenia na drugim końcu obszaru jest w pobliżu wierzchołka pasma walencyjnego absorbera kolejnego stopnia kaskady. Obszary transportu nośników spełniają podobną rolę, co obszar zubożenia w konwencjonalnym złączu p-n. Ich zadaniem jest kierowanie przepływem nośników w określoną stronę (zgodnie z rysunkiem 13a w prawo). Jednakże, jedynie elektrony mogą przemieszczać się w obszarze relaksacji, ponieważ ruch dziur jest ograniczony w obszarach (1) i (3). Zgodnie z rysunkiem 13a ruch elektronów w lewo jest stłumiony, gdyż pasmo przewodzenia znajduje się w przerwie zabronionej obszaru tunelowania, wykonanego z warstw InAs oraz GaSb. Zatem, ten asymetryczny układ profilu zmniejsza prąd ciemny detektora.

Warto zaznaczyć, że w przypadku detektorów ICIP nie jest konieczne domieszkowanie, w żadnej warstwie struktury. Jednakże, warstwy aktywne są najczęściej domieszkowane na typ p, w celu uzyskania mniejszościowego przewodnictwa elektronowego. Badania nad różnymi wariantami domieszkowania T2SL InAs/GaSb pokazały, że domieszkowanie na typ p dodatkowo obniża prądy ciemne fotodetektora [71], [72].

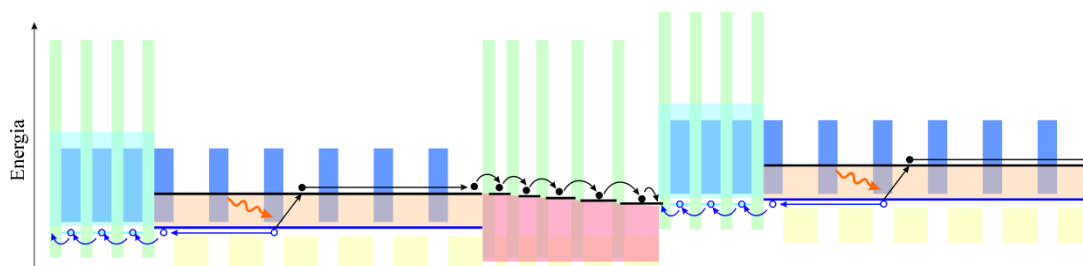
Zasada działania niespolaryzowanego (zwartego) ICIP przedstawiona jest na rysunku 13a. Fotogenerowane nośniki poruszają się w kierunku przeciwnym do położenia bariery unipolarnej. Elektrony wygenerowane w jednym stopniu kaskady detektora rekombinują z dziurami wygenerowanymi w stopniu kolejnym i mogą być wzbudzone ponownie. W ten sposób dany nośnik może wielokrotnie przejść przez obszary 1-3. Rekombinacja nośników zachodzi poprzez międzypasmowe tunelowanie na granicy barier dla dziur i elektronów (obszarów 2 i 3). Elektrony i dziury wygenerowane w odpowiednio ostatnim i pierwszym stopniu kaskady są zbierane na kontaktach elektrycznych. Zatem, wartość prądu jest niższa niż w przypadku konwencjonalnych fotodiod bazujących na złączu p-n. Zasadę działania takiej struktury detekcyjnej można również opisać z punktu widzenia jedynie elektronów, pomijając ruch dziur (rysunek 13b). W tym przypadku, elektrony wzbudzone przez padające promieniowanie z pasma walencyjnego absorbera do pasma przewodzenia przechodzą przez obszar relaksacji do pasma walencyjnego absorbera w kolejnym stopniu i ponownie są wzbudzone przez padający foton. Schemat ten, wyraźnie pokazuje wielokrotne wykorzystanie tego samego nośnika, czyli tak zwany "recykling elektronów" występujący w takiej strukturze.



Rysunek 13. Schemat budowy i zasady działania niespolaryzowanego ICIP: z uwzględnieniem dziur i elektronów (a) oraz z pominięciem dziur (b). Cyfry 1, 2 i 3 oznaczają kolejno obszar absorbera, obszar relaksacji oraz obszar tunelowania.

Międzypasmowe struktury kaskadowe, podobnie jak konwencjonalne fotodiody bazujące na złączach p-n mogą pracować również jako ogniwo fotowoltaiczne. W tym trybie pracy, pod wpływem padającego strumienia promieniowania poziomy

energetyczne w obszarze (2) ulegają wyrównaniu, tworząc w ten sposób efektywny obszar międzypasmowej relaksacji dla elektronów, co zostało pokazane na rysunku 14. Zastosowanie takiej wielostopniowej budowy, w której zachodzi "recykling elektronów", pozwala na znaczne zwiększenie napięcia obwodu otwartego w porównaniu do wartości osiąganego przy pojedynczym stopniu [73].



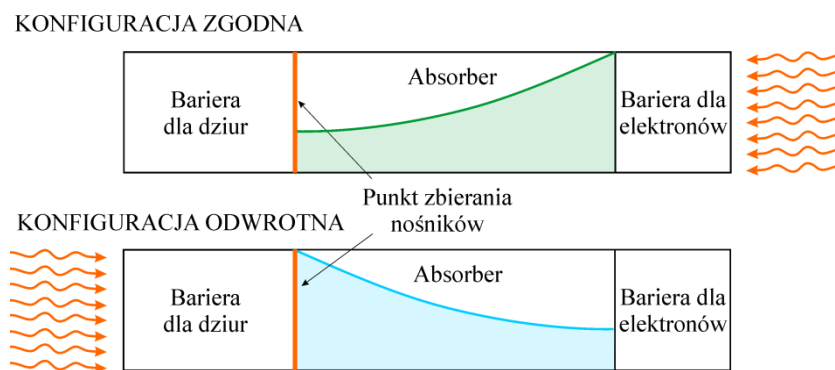
Rysunek 14. Schemat budowy i zasady działania oświetlonej międzypasmowej struktury kaskadowej pracującej jako ogniwo fotowoltaiczne.

Ze względu na wymóg ciągłości przepływu prądu w strukturze połączonej szeregowo, nierówne generowanie nośników na różnych stopniach kaskady wywołane eksponencjalnym zanikiem promieniowania spowoduje, rekombinację dodatkowych nośników w stopniach o zwiększonej generacji. Zatem, o całkowitym prądzie na wyjściu struktury o jednakowych grubościach stopni kaskady decyduje ostatni, w którym absorbowana jest najmniejsza ilość promieniowania. W związku z tym, zaproponowana została alternatywna architektura struktury detekcyjnej, w której grubości absorberów w kaskadzie są różne. Można zaprojektować kolejny absorber o większej grubości niż absorber poprzedzający przy zachowaniu równości wydajności kwantowych we wszystkich stopniach kaskady. Jednakże, ostatnie prace wskazują na istnienie dodatkowego wzmocnienia prądowego w przypadku struktur o jednakowych absorberach zwiększającego fotoprąd [74]–[76]. Obie te architektury opisano w dalszych częściach rozprawy.

2.2.2 Właściwości struktur kaskadowych

W zależności od kierunku padania światła na powierzchnie struktury można rozróżnić dwie konfiguracje ICIP [77]. Jeśli światło pada w kierunku zgodnym z kierunkiem przepływu elektronów otrzymujemy tak zwaną konfigurację zgodną (z jęz. ang. *regular-configuration*), w przeciwnym przypadku, tak zwaną konfigurację odwrotną (z jęz. ang. *reverse-configuration*). W ICIP o konfiguracji zgodnej, w każdym ze stopni kaskady promieniowanie wnika do absorbera od strony bariery elektronów, przez co większość nośników jest generowana daleko od obszaru relaksacji i przed dotarciem do niego ulega rekombinacji. Schematycznie, zostało to przedstawione na

rysunku 15. Obszar pod zieloną krzywą obrazuje ilość generowanych nośników w funkcji odległości do punktu ich zbierania (obszaru relaksacji). W ICIP o konfiguracji odwrotnej, wygenerowane optycznie nośniki poruszają się w kierunku przeciwnym do kierunku wnikania promieniowania. Większa część nośników jest generowana w obszarze znajdującym się blisko obszaru relaksacji. W konsekwencji, wygenerowane bliżej tego obszaru nośniki w większości przejdą do kolejnego stopnia kaskady (obszar pod niebieską krzywą na rysunku 15). Z uwagi na mniejszą odległość, od miejsca generacji do punktu zbierania, jaką muszą pokonać nośniki, ICIP o konfiguracji odwrotnej cechują się krótszym czasem odpowiedzi. Obie konfiguracje ICIP mogą być osiągnięte przez odwrócenie kolejności wzrostu warstw w strukturze, bez zmiany kierunku oświetlenia detektora.



Rysunek 15. Struktura ICIP: konfiguracja zgodna i odwrotna w pojedynczym stopniu kaskady.

Niezależnie od kierunku padania promieniowania na detektor, efektywność zbierania nośników w strukturze kaskadowej będzie dużo wyższa od tej, uzyskiwanej w strukturze z pojedynczym absorberem. Wynika to, z budowy wielostopniowej składającej się z szeregu cienkich absorberów, których grubość może być mniejsza niż długość drogi dyfuzji nośników. Parametrem decydującym o efektywności zbierania nośników jest iloczyn współczynnika absorpcji i długości drogi dyfuzji - αL . Mała wartość tego iloczynu sprawia, że detektor z jednym absorberem nie jest w stanie zamienić dużej ilości fotonów na prąd. Oznacza to, że nawet, jeśli pojedynczy absorber będzie wystarczająco gruby, aby zaabsorbować większość padającego promieniowania to i tak duży procent optycznie wygenerowanych nośników zrekombinuje zanim dotrze do punktu ich zbierania. Zwiększona efektywność zbierania nośników jest jedną z największych zalet międzypasmowych struktur kaskadowych, szczególnie korzystną, pod kątem zastosowań jako ogniwa fotowoltaiczne. Szczegółowe porównanie tej efektywności w strukturze kaskadowej z pojedynczym absorberem zostało dokonane w kolejnym rozdziale.

Pomimo zwiększenia poziomu zbierania nośników może się wydawać sprzeczne z intuicją zaprojektowanie fotodetektora, który wymaga wielu fotonów do wygenerowania pojedynczego nośnika w obwodzie zewnętrznym. W szczególności, jeśli weźmie się pod uwagę, że ICIP z kilkoma identycznymi stopniami będzie miał taki sam prąd ciemny jak detektor z jednym stopniem równoważnym z tym w przyrządzie kaskadowym. W celu zrozumienia korzyści wynikających z architektury ICIP, należy rozważyć, w jaki sposób zastosowanie wielu stopni wpływa na szum związany z przepływem prądu.

Szum detektorów wynika z możliwych różnych czasów transportu elektronów do kontaktu elektrycznego. W detektorach międzypasmowych, przepływ nośników jest ograniczony przez przejścia między pasmem walencyjnym a przewodzenia. Takie wzbudzenie nośników jest procesem losowym. W detektorach z pojedynczym absorberem, elektron jest wzbudzany tylko raz. W konsekwencji, tylko jedno losowe zdarzenie, jakim jest absorpcja fotonu, jest potrzebne, aby wygenerować prąd. Zgodnie z pracą Schottky'ego z 1918 roku [78], niepewność szybkości czasu transportu elektronu do kontaktu jest proporcjonalna do pierwiastka kwadratowego z wartości średniej tego czasu. Zatem, poprzez wprowadzenie architektury wielostopniowej, elektrony podlegają procesom przejść międzypasmowych wielokrotnie i absorpcja fotonu jest niezbędna w każdym ze stopni w celu doprowadzenia elektronu do obwodu zewnętrznego (rysunek 13). Zgodnie z powyższym, z uwagi na mniejszy szum śrutowy, całkowity szum prądowy będzie zredukowany o pierwiastek kwadratowy z ilości stopni w kaskadzie (N_S), a wykrywalność takiego detektora będzie proporcjonalna do $\sim \sqrt{N_S}$. Dodanie kolejnych stopni w kaskadzie ma zasadniczo taki sam efekt, jak zwiększanie serii pomiarowej prądu (przy stałych parametrach pomiarowych). Jak wiadomo, wraz ze zwiększaniem serii pomiarowej zmniejsza się niepewność pomiaru. Opisana redukcja szumu jest główną zaletą ICIP.

Oprócz ICIP jest kilka innych rodzajów detektorów fotonowych, w których poprzez zwiększenie liczby przejść międzypasmowych, jakie musi pokonać elektron, aby trafić do kontaktu, uzyskiwana jest redukcja szumu. Przykładem takich detektorów są QWIP (z jęz. ang. *quantum well infrared detector*), czyli detektory bazujące na studniach kwantowych, w których szum jest zredukowany o $1/N_{QW}$, gdzie N_{QW} to liczba QW [79], [80].

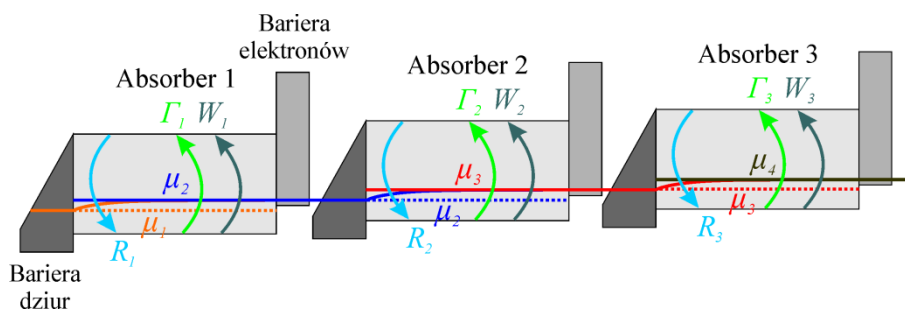
Wśród innych zalet ICIP należy wymienić większą, niż w przypadku konwencjonalnej fotodiody, rezystancję urządzenia, możliwość pracy bez konieczności chłodzenia ("detektory HOT") oraz w długofalowym zakresie promieniowania podczerwonego, jak również krótki czas odpowiedzi przy zachowaniu wysokich parametrów detekcyjnych. Zwiększona wartość rezystancji jest szczególnie istotna w przypadku ICIP optymalizowanych na zakres LWIR, gdzie wąska przerwa energetyczna sprawia, że rezystancja konwencjonalnych fotodiod z pojedynczym absorberem jest z natury niska. W detektorach tych rezystancja jest proporcjonalna do $\sim N_S$. Co więcej, niższa wartość uzyskiwanego prądu ciemnego, podobnie jak w przypadku ICL, powoduje niższe straty omowe na kontaktach elektrycznych. Kolejną zaletą jest to, że ICIP może osiągnąć wysoką wykrywalność w temperaturze pracy > 250 K w zakresie LWIR, w którym to współczynnik absorpcji oraz czas życia nośników maleje. Jest to konsekwencją wspomnianej wcześniej możliwości stosowania wielu cienkich absorberów, których zsumowana grubość jest większa niż długość drogi dyfuzji. Z tego samego powodu, ICIP pozwala na pracę wysokoczęstotliwościową, nawet do ~ 1.3 GHz bez konieczności stosowania chłodzenia [81].

Rozdział 3: Teoretyczna analiza parametrów ICIP

Głównym celem analizy teoretycznej w tym rozdziale była ocena właściwości detekcyjnych osiąganych przy zastosowaniu absorbera T2SL InAs/GaSb w ICIP. Została w nim przedstawiona analiza wpływu parametrów materiałowych absorbera oraz architektury ICIP na graniczne wartości jego wykrywalności. Symulacje numeryczne zostały wykonane na bazie modelu teoretycznego ICIP przedstawionego przez Hinkey'a i Yang'a [77]. W modelu tym założono, że transport nośników odbywa się na zasadzie wymiany elektronów pomiędzy ich własnymi stanami energetycznymi. W celu uproszczenia analizy własne stany elektronowe podzielono na grupy stanów zwane rezerwuarami. Założono, że dynamiczne oddziaływania elektronów w danych stanach w tym samym rezerwuarze są na tyle szybkie, że można je uznać za znajdujące się w równowadze termodynamicznej, to znaczy mające wspólny potencjał chemiczny. Natomiast dynamika wymiany elektronów między stanami o różnych potencjałach chemicznych jest stosunkowo wolna. Zatem transport elektronów w detektorze kaskadowym jest wynikiem wymiany elektronów pomiędzy rezerwuarami. Jeden rezerwuar obejmuje stany odpowiadające poziomowi przewodnictwa w jednym stopniu kaskady i poziomowi walencyjnemu w stopniu sąsiednim, do którego relaksują

elektrony z tego pierwszego. Zostało to schematycznie pokazane na rysunku 16. Szybkości przejścia między dwoma rezerwuarami zależą od stopnia ich względnej nierównowagi, którą określa się ilościowo na podstawie różnicy ich potencjałów chemicznych. Problem transportu rozwiązuje się wprowadzając zależność wiążącą różnicę potencjału chemicznego między dwoma rezerwuarami z szybkością przejść elektronów. Przydatnym narzędziem do analizy transportu w takim przypadku jest twierdzenie Shockley-Ramo. Z twierdzenia tego wynika, że przejście elektronu między dwoma rezerwuarami daje efektywny ładunek dostarczany do obwodu zewnętrznego, który jest proporcjonalny do względnej zmiany potencjału chemicznego elektronu przed i po przejściu. W oparciu o ten model można określić wielkość sygnału i szumu generowanego w poszczególnych stopniach kaskady. Szum prądowy wynika z fluktuacji procesu wymiany elektronów pomiędzy rezerwuarami. Dodatkowo przyjęto następujące założenia:

- potencjał chemiczny wszystkich elektronów w danym punkcie absorbera zmienia się w sposób ciągły, zatem do opisu ICIP można stosować standardowe równania transportu i rekombinacji w półprzewodnikach;
- domieszkowanie absorbera na typ p jest wystarczająco wysokie, tak, aby transport w absorberze był determinowany przez dynamikę elektronów – nośników mniejszościowych;
- unipolarne bariery całkowicie blokują tunelowanie nośników jednego typu i działają jak idealne kontakty dla nośników drugiego typu - w wyniku tego założenia potencjały chemiczne są przestrzennie stałe w tych obszarach;
- spadek potencjału na absorberze wynosi zero, a zatem całe pole elektryczne jest ograniczone do obszarów barier - zazwyczaj można to osiągnąć poprzez odpowiedni wybór domieszkowania tych obszarów;
- prądy wynikające z generacji optycznej są dużo mniejsze od prądów generowanych termicznie;
- nie uwzględnia się szybkości rekombinacji powierzchniowej, prądów upływności i rezystancji szeregowej kontaktów, jako efektów wynikających z jakości technologii detektorów.



Rysunek 16. Schemat ICIP przedstawiający przestrzenną zmienność potencjałów chemicznych μ każdego z rezerwarów. Kropkowane linie odpowiadają przypadkowi kiedy $L = \infty$, a ciągłe kiedy $L = d/3$ (gdzie L oznacza długość drogi dyfuzji, a d grubość absorbera). Symbole Γ , W i R oznaczają odpowiednio strumień nośników wygenerowanych termicznie, strumień nośników wygenerowanych optycznie oraz strumień nośników prądu wstrzykiwania w odpowiednich stopniach kaskady.

3.1 Teoria transportu elektronowego w ICIP

W tej części pracy, bazując na opisanej w rozdziale 2.2.1 budowie detektora kaskadowego zostanie przedstawiona teoria transportu elektronowego w ICIP. Całkowity prąd płynący w danym stopniu kaskady wynika z różnicy prądu wstrzykiwania i prądu zbierania nośników. Na rysunku 16 przedstawiono schematycznie trzystopniową kaskadę o jednakowej grubości poszczególnych stopni spolaryzowaną w kierunku zaporowym z zaznaczonymi procesami wstrzykiwania i zbierania nośników. Prąd wstrzykiwania przepływający w m -tym stopniu (R_m) jest zależny od polaryzacji, a zatem jest determinowany przez wysokość przyłożonego napięcia na danym stopniu kaskady i związany jest z procesami rekombinacji nośników. Z kolei prąd zbierania można przedstawić, jako sumę dwóch prądów wynikających ze strumienia nośników wygenerowanych termicznie (Γ_m) oraz nośników wygenerowanych optycznie (W_m) docierających do punktu zbierania (granicy ładunku przestrzennego w złączu p-n lub granicy pomiędzy absorberem a barierą dla dziur w ICIP). Wielkości R_m , Γ_m i W_m oznaczają odpowiednie gęstości nośników ładunku, a odpowiadające im gęstości prądu elektrycznego otrzymuje się przez pomnożenie ich przez ładunek elektronu ze znakiem minus. Poniżej pokrótce zostaną omówione zjawiska określające te wielkości.

Zjawisko zbierania nośników najprościej wyjaśnić na przykładzie nośników generowanych optycznie. Gęstość strumienia W_m zależy od liczby nośników generowanych przez padający strumień fotonów Φ_s w obszarze absorbera, które docierają do punktu zbierania. Całkowita szybkość generacji $g(x)$ w punkcie x absorbera maleje wykładniczo wraz ze wzrostem x zgodnie z zależnością:

$$g(x) = e^{-\alpha x} \phi \alpha, \quad (15)$$

przy założeniu propagacji promieniowania w kierunku odwrotnym do kierunku ruchu elektronów, czyli przy oświetleniu detektora od punktu zbierania. Średnia głębokość wnikania promieniowania ($1/\alpha$) powinna być porównywalna z całkowitą grubością absorbera w . Zgodnie z podrozdziałem 2.2.2, nie wszystkie optycznie wygenerowane nośniki dotrą do punktu zbierania, a ich liczba maleje wraz ze zmniejszaniem się iloczynu αL . Jeśli założymy zerową prędkość rekombinacji powierzchniowej na całej granicy absorbera, prawdopodobieństwo zbierania nośników $f(x)$ można wyrazić, jako:

$$f(x) = \cosh\left(\frac{w-x}{L}\right) / \cosh\left(\frac{w}{L}\right), \quad (16)$$

gdzie $x = 0$ jest punktem zbierania nośników mniejszościowych.

Całkowity prąd płynący przez absorber zależy od liczby nośników wygenerowanych w jego obszarze, które dotrą do punktu zbierania i może być zapisany w postaci równania:

$$I = \int_0^w qg(x)f(x)dx. \quad (17)$$

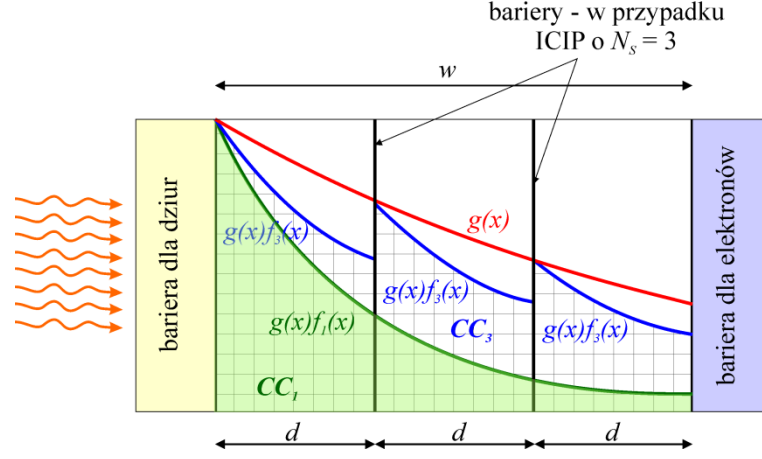
Jeżeli wszystkie optycznie wygenerowane nośniki dotrą do punktu zbierania, czyli, gdy $f(x) = 1$, prąd ten osiąga wartość maksymalną:

$$I_{MAX} = \int_0^w qg(x)dx = \int_0^w qI_0\alpha e^{-\alpha x} dx = qI_0(1 - e^{-\alpha w}). \quad (18)$$

Uwzględniając powyższe, całkowita wydajność zbierania nośników (CC) może być wyrażona poprzez:

$$CC = \frac{I}{I_{MAX}}. \quad (19)$$

Detektory wielostopniowe osiągają wyższą czułość niż detektory z pojedynczym absorberem, ponieważ odległość od punktu generowania nośnika do punktu jego zbierania jest krótsza. W detektorach wielostopniowych proces absorpcji i zbierania podzielony jest na N_S stopni (N_S - liczba stopni w kaskadzie), a poszczególne grubości absorberów d mogą być dużo mniejsze. Z tego powodu zdecydowana większość generowanych nośników dociera do obszaru relaksacji (bariery dla dziur) zanim ulegną rekombinacji. Powoduje to wzrost CC pokazany na rysunku 17.



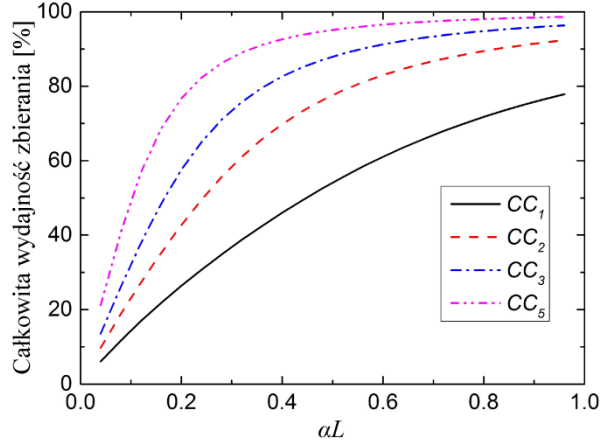
Rysunek 17. Porównanie procesu zbierania nośników w detektorze jednostopniowym i trzystopniowym z absorberem typu p o niskim iloczynie αL ($\alpha L = 0.4$) i całkowitej grubości równej średniej głębokości wnikania promieniowania ($w = 1/\alpha$).

Na rysunku porównano proces absorpcji i zbierania nośników jedno- i trzystopniowego detektora. Proces generowania nośników jest jednakowy w obu detektorach, przy założeniu braku absorpcji światła w obszarze bariery (czerwona linia). Detektor kaskadowy ma trzy identyczne stopnie. Parametrem d oznaczona jest grubość absorbera w pojedynczym stopniu kaskady, natomiast całkowita grubość absorberów w dla obu detektorów jest równa średniej głębokości wnikania promieniowania ($w = 3d$). Zatem, całkowitą efektywność zbierania nośników dla jedno- i trzystopniowego detektora można określić odpowiednio równaniem (20) i (21):

$$CC_1 = \left[\int_0^w \alpha e^{-\alpha x} \times \left(\cosh\left(\frac{w-x}{L}\right) / \cosh\left(\frac{w}{L}\right) \right) dx \right] / (1 - e^{-\alpha w}), \quad (20)$$

$$CC_3 = \left[\int_0^d \alpha e^{-\alpha x} \times \left(\cosh\left(\frac{d-x}{L}\right) / \cosh\left(\frac{d}{L}\right) \right) dx + \int_d^{2d} \alpha e^{-\alpha x} \times \left(\cosh\left(\frac{2d-x}{L}\right) / \cosh\left(\frac{d}{L}\right) \right) dx + \int_{2d}^{3d} \alpha e^{-\alpha x} \times \left(\cosh\left(\frac{3d-x}{L}\right) / \cosh\left(\frac{d}{L}\right) \right) dx \right] / (1 - e^{-\alpha w}). \quad (21)$$

Całkowita wydajność zbierania nośników dla jednostopniowego detektora CC_1 jest proporcjonalna do zielonej powierzchni pod krzywą, a dla trzystopniowego detektora CC_3 reprezentowana jest przez zakreskowane pole pod niebieskimi krzywymi. Zysk w procesie zbierania nośników wynikający z zastosowania struktury kaskadowej odpowiada białemu zakresowi między niebieskimi i zielonymi krzywymi. Porównanie całkowitej wydajności zbierania dla detektora 1, 2, 3 i 5-stopniowego w funkcji αL , przy założeniu stałego $\alpha = 0.4 \mu\text{m}^{-1}$ i $w = 1/\alpha$, pokazano na rysunku 18.



Rysunek 18. Porównanie całkowitej wydajności zbierania nośników dla 1, 2, 3 i 5-stopniowego detektora kaskadowego ($\alpha = 0.4 \mu\text{m}^{-1}$, $w = 1/\alpha$).

Jak widać z powyższego wykresu, całkowita efektywność zbierania nośników jest większa dla detektora z wieloma absorberami niż dla detektora z jednym absorberem. Rośnie ona wraz ze wzrostem iloczynu αL . Co więcej, dla detektora wielostopniowego CC wynosi prawie 100% przy założeniu $\alpha L > 0.4$. Duża wydajność zbierania jest szczególnie ważna w ogniwach fotowoltaicznych, ze względu na możliwość uzyskania wysokich fotonapięć rozwarcia. W detektorach wpływa ona na zwiększenie wydajności kwantowej.

Gęstość prądu W_m płynącego w m -tym stopniu zależy od całkowitej wydajności kwantowej detektora ICIP, która z kolei uzależniona jest od konfiguracji detektora - w szczególności od odległości, jaką muszą pokonać wygenerowane optycznie nośniki w obszarze absorbera do punktu ich zbierania. Zatem, kiedy kierunek padania promieniowania i budowa detektora odpowiadają konfiguracji zgodnej ICIP, wydajność kwantowa (QE) pojedynczego stopnia w kaskadzie określona jest zależnością:

$$\eta_d = \frac{\alpha L}{1 - (\alpha L)^2} \times \frac{\left(1 + \frac{\alpha L^2 S_{eb}}{D}\right) \sinh\left(\frac{d}{L}\right) e^{-\alpha d} + \left(\alpha L + \frac{S_{eb} L}{D}\right) \cosh\left(\frac{d}{L}\right) e^{-\alpha d} - \alpha L - \frac{S_{eb} L}{D}}{\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{S_{eb} L}{D} \sinh\left(\frac{d}{L}\right)} . \quad (22)$$

W przypadku konfiguracji odwrotnej wydajność ta wyraża się wzorem:

$$\eta_d = \frac{\alpha L}{1 - (\alpha L)^2} \times \left(1 + \frac{\alpha L^2 S_{eb}}{D} \right) \sinh\left(\frac{d}{L}\right) + \left(\alpha L - \frac{S_{eb} L}{D} \right) e^{-\alpha d} + \left(\frac{S_{eb} L}{D} - \alpha L \right) \cosh\left(\frac{d}{L}\right) \cdot \quad (23)$$

$$\times \frac{\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{S_{eb} L}{D} \sinh\left(\frac{d}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{d}{L}\right) + \frac{S_{eb} L}{D} \sinh\left(\frac{d}{L}\right)}$$

We wzorach tych, S_{eb} oznacza szybkość rekombinacji powierzchniowej, natomiast parametr D to współczynnik dyfuzji nośników mniejszościowych, czyli elektronów, określony zależnością Einsteina:

$$D = \frac{\mu_e k T}{e}, \quad (24)$$

gdzie μ_e jest ruchliwością elektronów. Długość drogi dyfuzji oraz współczynnik dyfuzji są powiązane z czasem życia nośników relacją:

$$L = \sqrt{D \tau}. \quad (25)$$

W dalszej części pracy przyjęto, że wszystkie analizowane detektory są strukturami o konfiguracji odwrotnej, czyli oświetlane są od punktu zbierania nośników oraz założono zerową szybkość rekombinacji powierzchniowej. Uwzględniając powyższe założenia oraz to, że całkowita szybkość generacji zanika eksponencjalnie w obszarze aktywnym, jak również współczynnik odbicia od powierzchni detektora wynosi r , wydajność kwantowa w m -tym stopniu określona jest zależnością:

$$\eta_m = (1 - r) \times \frac{\alpha L}{1 - (\alpha L)^2} \times \exp\left(-\alpha \sum_{i=1}^{m-1} d_i\right) \times \frac{\sinh\left(\frac{d_m}{L}\right) + \alpha L e^{-\alpha d_m} - \alpha L \cosh\left(\frac{d_m}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{d_m}{L}\right)}. \quad (26)$$

Zatem, gęstość strumienia nośników generowanych optycznie W_m można zapisać w postaci:

$$W_m = \phi \eta_m. \quad (27)$$

Jak już wspomniano, proces zbierania dotyczy również nośników generowanych termicznie. Gęstość strumienia zbieranych nośników Γ_m jest sumą nośników docierających do punktu zbierania wygenerowanych termicznie w obszarze absorbera oraz na granicy absorbera i bariery elektronowej. Strumień ten można zapisać jako:

$$\Gamma_m = g_{th} L \times \operatorname{tgh}\left(\frac{d}{L}\right), \quad (28)$$

gdzie g_{th} jest szybkością generacji termicznej nośników w jednostce objętości. Parametr ten zależy od koncentracji samoistnej nośników n_i oraz koncentracji dziur p_0 i elektronów n_0 :

$$g_{th} = \frac{n_i^2}{\tau(n_0 + p_0)}. \quad (29)$$

Koncentracja samoistna, koncentracja dziur i elektronów wyrażają się odpowiednio wzorami:

$$n_i = 2 \left(\frac{2\pi k}{h^2} \right)^{1.5} \times (m_e^* m_h^*)^{0.75} \times T^{1.5} \times \exp\left(\frac{E_g}{2kT} \right), \quad (30)$$

$$p_0 = \frac{\sqrt{N_A^2 + 4n_i^2} + N_A}{2}, \quad (31)$$

$$n_0 = \frac{\sqrt{N_A^2 + 4n_i^2} - N_A}{2}, \quad (32)$$

gdzie N_A oznacza koncentrację akceptorów. Natomiast efektywna masa elektronów m_e^* i dziur m_h^* dana jest wzorem:

$$m_{e,h}^* = \sqrt[3]{m_{e,h,\parallel}^{*2} \times m_{e,h,\perp}^*}, \quad (33)$$

gdzie $m_{e,h,\parallel}^*$ i $m_{e,h,\perp}^*$ oznaczają masy efektywne odpowiednio w płaszczyźnie i w kierunku zgodnym z kierunkiem wzrostu struktury.

Gęstość strumienia wstrzykiwania nośników R_m powiązana jest z gęstością strumienia zbierania nośników wygenerowanych termicznie Γ_m równaniem:

$$R_m = \Gamma_m \exp\left(\frac{qB_m U}{kT} \right), \quad (34)$$

gdzie B_m to parametr określający udział danego stopnia kaskady w stosunku do całego detektora (stosunek rezystancji stopnia do rezystancji całej kaskady lub stosunek napięcia odkładającego się na m -tej kaskadzie do całego napięcia przyłożonego do detektora).

Zdarzenie wstrzyknięcia/zebrania nośnika w m -tym stopniu powoduje dostarczenie do obwodu zewnętrznego dodatkowego ładunku dodatniego/ujemnego qB_m . Zatem średnia gęstość prądu ciemnego przepływającego przez ICIP może być zapisana jako:

$$J_d = q \sum_{m=1}^{N_s} B_m (R_m - \Gamma_m). \quad (35)$$

Podstawiając wyrażenia (28) i (34) do równania (35) otrzymamy:

$$J_d(U) = qg_{th} L \sum_{m=1}^{N_s} \left\{ B_m \times \operatorname{tgh}\left(\frac{d_m}{L}\right) \times \left[\exp\left(\frac{B_m qU}{kT}\right) - 1 \right] \right\}. \quad (36)$$

W celu wyznaczenia wykrywalności detektora należy określić jego właściwości szumowe. W detektorze z pojedynczym absorberem kwadrat prądu szumu śrutowego związany jest ze strumieniem zbierania i wstrzykiwania nośników i w przypadku braku optycznej generacji określony jest wyrażeniem:

$$I_n^2 = S_{shot} \Delta f = 2q^2 A (\Gamma_m + R_m) \Delta f, \quad (37)$$

gdzie Δf określa szerokość pasma detektora, natomiast A jego powierzchnię.

Dla detektora ICIP o N_s stopniach szum śrutowy S_{shot} opisany równaniem:

$$S_{shot} = 2q^2 A \sum_{m=1}^{N_s} B_m^2 (\Gamma_m + R_m), \quad (38)$$

wyrażony jest przez sumę szumów w poszczególnych stopniach kaskady pomnożonych przez parametr B_m , który określa procent całkowitej rezystancji detektora przypadającej na m -ty stopień kaskady:

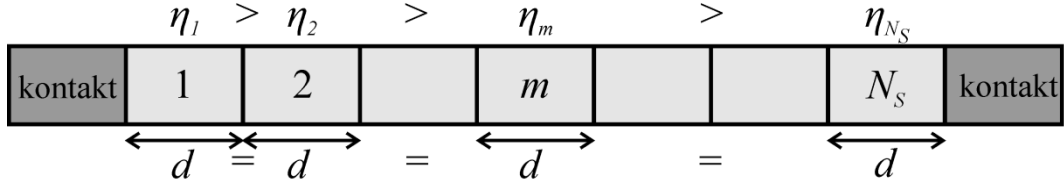
$$B_m = \left[1 / \operatorname{tgh}\left(\frac{d_m}{L}\right) \right] / \sum_m \left[1 / \operatorname{tgh}\left(\frac{d_m}{L}\right) \right]. \quad (39)$$

Podstawiając wyrażenia (28) i (34) do wzoru (38) i korzystając z równania (37) otrzymujemy wyrażenie na kwadrat prądu szumu śrutowego ICIP:

$$I_n^2 = 2q^2 A g_{th} L \sum_{m=1}^{N_s} \left\{ B_m^2 \times \operatorname{tgh}\left(\frac{d_m}{L}\right) \times \left[\exp\left(\frac{B_m qU}{kT}\right) + 1 \right] \right\} \Delta f. \quad (40)$$

Ze względu na architekturę ICIP w praktyce stosuje się dwa rodzaje detektorów: detektory o równych absorberach oraz o zmiennej grubości absorberów. Oba rodzaje detektorów będą w dalszej części pracy nazywane odpowiednio, ICIP "equal-absorbers" i ICIP "matched-absorbers".

Kaskada w ICIP "equal-absorbers" zbudowana jest z N_s identycznych stopni, co oznacza, że każdy absorber ma jednakową grubość d (rysunek 19). W tym przypadku, całkowita wydajność kwantowa ICIP uzależniona jest od prądu zbierania nośników wygenerowanych optycznie w absorberze ostatniego stopnia kaskady. W stopniu tym, wydajność kwantowa jest najmniejsza ze wszystkich.



Rysunek 19. Schemat ICIP "equal-absorbers".

Zgodnie z tym, jeśli we wzorze (26) podstawimy $m = N_s$ i $d_m = d$, wzór na wydajność kwantową upraszcza się do postaci:

$$\eta_{eq} = (1-r) \times \frac{\alpha L}{1-(\alpha L)^2} \times \exp(-\alpha d(N_s - 1)) \times \frac{\sinh\left(\frac{d}{L}\right) + \alpha L e^{-\alpha d} - \alpha L \cosh\left(\frac{d}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{d}{L}\right)}. \quad (41)$$

Przy niskim poziomie sygnału optycznego ($J_d \gg J_{rad}$) przyłożone napięcie rozkłada się równo pomiędzy wszystkie stopnie kaskady i parametr $B_m = 1/N_s$ dla wszystkich m . Wówczas kwadrat prądu szumów przyjmuje wartość:

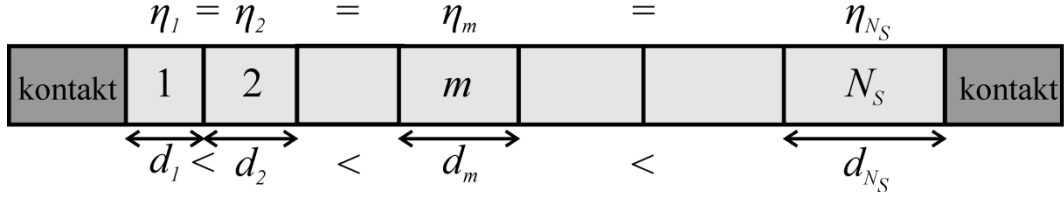
$$I_n^2 = \frac{2q^2 A g_{th} L}{N_s} \times \operatorname{tgh}\left(\frac{d}{L}\right) \times \left[\exp\left(\frac{qU}{N_s kT}\right) + 1 \right] \Delta f, \quad (42)$$

oraz wykrywalność przy zerowym napięciu polaryzacji wyraża się wzorem:

$$D_{eq}^* = \eta_{eq} \frac{\lambda}{hc} \times \left[4 g_{th} L N_s \operatorname{tgh}\left(\frac{d}{L}\right) \right]^{-1/2}. \quad (43)$$

Można zauważyć, że gdy stopnie ICIP są identyczne, następuje kompromis między wyższym sygnałem a niższym szumem w miarę wzrostu liczby stopni. Dodanie kolejnych stopni do ICIP "equal-absorbers" zmniejsza szum termiczny, ale także zmniejsza całkowity prąd sygnału z powodu tłumienia światła w głębiej położonych stopniach. Optymalizacja grubości absorberów pod kątem uzyskania maksymalnej wykrywalności jest przedstawiona w dalszej części pracy.

Stopnie kaskady w ICIP "matched-absorbers" są zaprojektowane tak, aby osiągnąć jednakową wydajność kwantową w każdym z nich. Ponieważ liczba nośników generowanych maleje wraz z głębokością wnikania promieniowania, pierwszy stopień kaskady powinien mieć najcieńszy absorber a ostatni, optycznie najgłębszy stopień kaskady, najgrubszy absorber (patrz rysunek 20).



Rysunek 20. ICIP "matched-absorbers".

Warunek ten będzie w dalszej części pracy nazywany "warunkiem QE". W tym przypadku wydajność kwantowa detektora może być wyrażona przez wydajność pierwszego stopnia kaskady zgodnie z wyrażeniem:

$$\eta_{ma} = (1-r) \times \frac{\alpha L}{1-(\alpha L)^2} \times \frac{\sinh\left(\frac{d_1}{L}\right) + \alpha L e^{-\alpha d_1} - \alpha L \cosh\left(\frac{d_1}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{d_1}{L}\right)}. \quad (44)$$

Wówczas kwadrat prądu szumów przyjmuje wartość:

$$I_n^2 = 2q^2 A g_{th} L \times \frac{\left[\exp\left(\frac{B_m q U}{kT}\right) + 1 \right]}{\left[\sum_{m=1}^{N_s} 1 / \operatorname{tgh}\left(\frac{d_m}{L}\right) \right]} \Delta f. \quad (45)$$

Zgodnie z powyższym, wykrywalność takiego detektora, ograniczona szumem termicznym, czyli przy zerowym napięciu polaryzacji wyraża się wzorem:

$$D_{ma}^* = \eta_{ma} \frac{\lambda}{hc} \times \left[4 g_{th} L \sum_{m=1}^{N_s} \operatorname{tgh}\left(\frac{d_m}{L}\right) \right]^{-1/2}. \quad (46)$$

Należy zaznaczyć, że rezystancja każdego stopnia kaskady zmienia się zgodnie z $1/\operatorname{tgh}(d_m/L)$, zatem suma pod pierwiastkiem w równaniu (46) reprezentuje sumaryczną rezystancję wszystkich stopni w kaskadzie.

Jak już wspomniano w podrozdziale 1.2.1, wzmocnienie fotoelektryczne w większości fotonowych detektorów podczerwieni wynosi jeden. Jednakże, w ostatnim roku pojawiły się prace wskazujące na występowanie w ICIP $g > 1$. To wzmocnienie elektryczne zostało wyznaczone na podstawie dopasowania wyników eksperymentalnych i teoretycznych. Szczególnie w przypadku spolaryzowanych ICIP z cienkimi absorberami, czas przejścia nośników może być znacznie krótszy niż ich czas życia dając g większe od jedności. Taki zysk elektryczny zaobserwowano w MWIR "equal-absorbers" i "matched-absorbers" [76]. Efekt ten nie został jednak zaobserwowany w ICIP LWIR.

Dodatkowo w związku z różnym pochłanianiem światła w kolejnych stopniach kaskady ICIP "equal-absorbers" zaproponowany został inny sposób liczenia całkowitej wydajności kwantowej skutkujący wzrostem jej wartości. Zwiększenie to zostało nazwane terminem "dodatkowego wzmocnienia elektrycznego". Ponieważ światło jest absorbowane wzdłuż kierunku propagacji, liczba optycznie generowanych nośników lub fotoprąd nie będzie taka sama na każdym stopniu. Zgodnie z zaproponowaną teorią "dodatkowego wzmocnienia elektrycznego", aby osiągnąć taki sam przepływ prądu na każdym stopniu, w początkowych stopniach (w pobliżu górnego kontaktu) większy od średniego fotoprąd musi zostać zrównoważony przez prąd wstrzykiwania wywołany dodatnim potencjałem elektrycznym. Natomiast, mniejszy od średniego fotoprąd w tylnych stopniach (w pobliżu dolnego kontaktu) musi być uzupełniony termicznym prądem zbierania wywołanym przez ujemny potencjał elektryczny. W konsekwencji, całkowity potencjał elektryczny we wszystkich stopniach jest równy zeru (lub równy napięciu zewnętrznemu, jeśli przyrząd zostanie spolaryzowany). W wysokich temperaturach prąd termiczny jest duży, a zatem możliwe jest otrzymanie znacznego zysku prądowego w stopniach dalszych (zgodnie z kierunkiem propagacji światła). Wzmocnienie takie zostało zaobserwowane w pracach Huang i wsp. [75] oraz Lei i wsp. [76]. Ze względu na opisany wzrost prądu elektrycznego, wykrywalność w ICIP "equal-absorbers" będzie zwiększona o:

$$g_d = \frac{e^{ad} N_S - 1}{N_S (e^{ad} - 1)}. \quad (47)$$

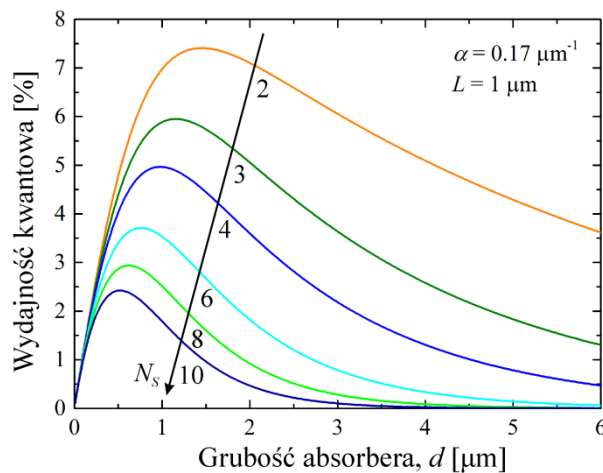
Zgodnie z tą teorią, sygnał prądowy w ICIP określony jest przez średnią wartość fotoprądów płynących w każdym ze stopni kaskady, pod warunkiem, że prąd ciemny jest znacznie większy od fotoprądu. Wzmocnienie prądowe zwiększa wartość fotoprądu z wartości najmniejszej uzyskiwanej w stopniu ostatnim do wartości średniej fotoprądu płynącego przez całą strukturę. To wzmocnienie elektryczne może być również definiowane jako stosunek średniej wydajności kwantowej ICIP do wydajności kwantowej ostatniego stopnia.

3.2 Wpływ liczby stopni kaskady i ich grubości na parametry ICIP

Jednym ze sposobów maksymalizacji wykrywalności ICIP jest dobór odpowiednich grubości absorberów w każdym ze stopni kaskady. Ponadto, w przypadku ICIP "matched-absorbers" grubości absorberów muszą spełniać "warunek QE". Optymalizację tą przedstawiono w poniższym podrozdziale.

3.2.1 Wydajność kwantowa

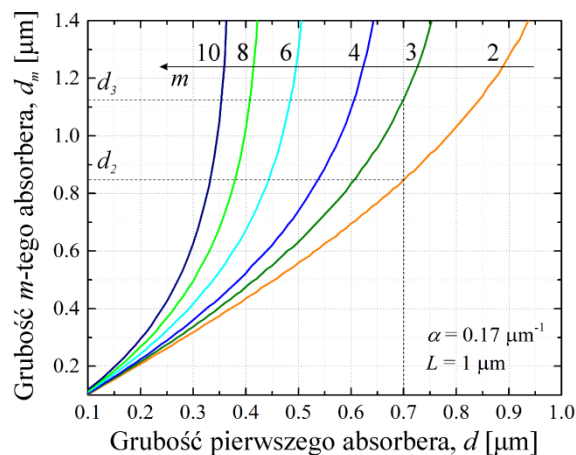
ICIP "equal-absorbers" mają jednakowy prąd na wszystkich stopniach kaskady, co oznacza, że ich całkowita wydajność kwantowa zależy od szybkości optycznej generacji nośników w stopniu, w którym jest najmniejsza, to jest w ostatnim. Zwiększając N_S ostatni stopień oddala się od źródła promieniowania, obniżając w ten sposób całkowitą wydajność kwantową. Efekt ten pokazano na rysunku 21, przy założeniu $\alpha = 0.17 \mu\text{m}^{-1}$ i $L = 1 \mu\text{m}$. Wydajność kwantowa osiąga wartość maksymalną dla pewnej konkretnej grubości absorbera, różnej w zależności od liczby stopni w kaskadzie. Zgodnie z równaniem (43) wykrywalność detektora o takiej grubości absorbera również osiągnie wartość maksymalną. Grubość ta w dalszej części rozprawy będzie nazywana optymalną grubością absorbera, d_{opt} . Należy zaznaczyć, że wartość d_{opt} zmienia się w zależności od przyjętego współczynnika absorpcji oraz długości drogi dyfuzji nośników.



Rysunek 21. Wydajność kwantowa ICIP "equal-absorbers" w funkcji grubości absorbera dla różnej liczby stopni w kaskadzie.

Pomimo architektury kaskadowej, w ICIP "equal-absorbers" nadal nie wszystkie fotony padające na detektor są efektywnie wykorzystywane. W celu poprawy wydajności kwantowej ICIP można zastosować zmienną grubość absorbera w kaskadzie. W ICIP "matched-absorbers", zgodnie z przedstawionym wcześniej modelem, grubości absorberów w poszczególnych stopniach są tak dobrane, aby otrzymać jednakową wartość prądu zbierania nośników generowanych optycznie w każdym z nich. Zatem, wybór grubości pierwszego absorbera określa grubości kolejnych. Jeżeli chcemy zachować równość wydajności kwantowych na każdym stopniu kaskady, a tym samym spełnić "warunek QE" opisany równaniem (44), wybór grubości pierwszego absorbera d_1 (który w dalszej części pracy zostanie oznaczony

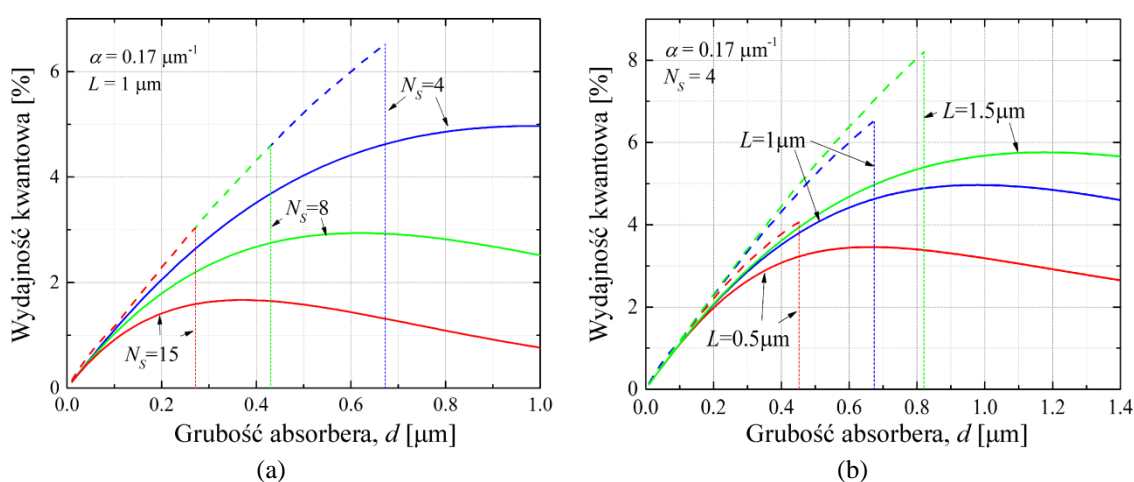
jako d) określa liczbę możliwych stopni w kaskadzie. Zgodnie z rysunkiem 22 przedstawiającym grubość m -tego absorbera w funkcji grubości pierwszego, wraz ze wzrostem grubości pierwszego absorbera d , zmniejsza się liczba możliwych do wytworzenia stopni ICIP. Na przykład, jeśli pierwszy absorber ma grubość $0.7 \mu\text{m}$, aby spełnić "warunek QE" na każdym stopniu kaskady, można zbudować tylko dwa kolejne stopnie, co oznacza, że maksymalna liczba stopni to $N_S = 3$. Oś pionowa wykresu wskazuje grubość absorberów w kolejnych stopniach kaskady d_m i dla powyższego przykładu $d_2 = 0.85 \mu\text{m}$, a $d_3 = 1.13 \mu\text{m}$. Z wykresu tego wynika, że po wybraniu pierwszego cienkiego absorbera pozostałe grubości są zasadniczo stałe. W badanym zakresie grubości pierwszego absorbera od 10 do 1000 nm, z krokiem 10 nm, dla przyjętych wartości α i L najgrubszy pierwszy absorber spełniający "warunek QE" (pozwalający na konstrukcję kolejnego - drugiego stopnia) ma grubość $1.05 \mu\text{m}$.



Rysunek 22. Grubość absorbera d_m w kolejnych stopniach kaskady (m) ICIP "matched-absorbers" w funkcji grubości pierwszego absorbera d .

Na rysunku 23 przedstawiono wydajność kwantową ICIP "equal-absorbers" określoną równaniem (41) i "matched-absorbers" wyrażeniem (44), przyjmując ten sam współczynnik absorpcji $\alpha = 0.17 \mu\text{m}^{-1}$. Linie ciągłe dotyczą detektorów o równych absorberach, a kreskowane ICIP ze zmienną grubością absorberów. Na rysunku 23a parametrem jest liczba stopni kaskady N_S . W obu rodzajach ICIP zwiększając liczbę stopni, optymalna grubość absorbera zmniejsza się. Jeżeli założymy jednakowe grubości pierwszych absorberów d , to wybierając kolejną warstwę aktywną, tak, aby spełniony został "warunek QE", można osiągnąć wyższą wydajność kwantową. Jak już zostało wspomniane wcześniej, optymalne grubości absorberów zależą również od parametrów materiałowych. Rysunek 23b przedstawia wydajności kwantowe dla

przyrządu z czterema stopniami dla L równego 0.5, 1 i 1.5 μm . Im większe L , tym większa wartość wydajności kwantowej i d_{opt} , jakie można osiągnąć dla obu architektur. Maksymalne wartości wydajności kwantowych są wyższe w przypadku detektorów "matched-absorbers", natomiast jeśli struktura jest silnie zdefektowana, tak że L ulega znacznemu pogorszeniu, to różnica między maksymalną wydajnością kwantową, osiąganą przy założeniu d_{opt} , staje się praktycznie niezauważalna. W przypadku ICIP "matched-absorbers" cienkie, kreskowane, pionowe linie (rysunek 23) wskazują ostatnią możliwą grubość pierwszego absorbera umożliwiającą spełnienie "warunku QE" dla danej liczby N_S .



Rysunek 23. Wydajność kwantowa dla wybranych N_S , zakładając jednakowe L (a) oraz dla różnych L zakładając jednakowe N_S (b) w funkcji grubości pierwszego absorbera. Kreskowane linie dotyczą ICIP "matched-absorbers", a linie ciągłe ICIP "equal-absorbers".

Wyniki teoretycznych symulacji optymalnych grubości absorberów porównano z opublikowanymi wynikami doświadczalnymi. ICIP opracowane przez Lei i wsp. [82], choć nazwane mianem detektorów o absorberach dopasowanych prądowo, nie spełniają w pełni "warunku QE". Ponadto, pierwszy absorber nie został odpowiednio wybrany, co wpływa na grubość kolejnych i możliwą liczbę stopni (patrz rysunek 22). Absorbery w tych ICIP LWIR zbudowane były z 25.2\AA InAs/ 31\AA GaSb T2SL, a grubości kolejnych absorberów w kaskadzie to: 300, 330, 360, 396, 432, 474 nm. Jeżeli planowano, że N_S ma wynosić cztery, to wówczas cztery kolejne stopnie z wyżej wspomnianej serii zostały zastosowane w konstrukcji detektora. W konsekwencji, możliwości oferowane przez ICIP "matched-absorbers" nie zostały w pełni wykorzystane, co zostało przedstawione w tabeli 3. Wraz ze wzrostem grubości pierwszego absorbera całkowita wydajność kwantowa ICIP rośnie, przy czym najbardziej optymalne, dla $N_S = 4$, grubości kolejnych absorberów to: 670, 797, 1020

i 1890 nm. Przy zastosowaniu absorberów o takich grubościach wydajności kwantowe byłyby prawie dwa razy wyższe.

Tabela 3. Porównanie teoretycznie obliczonych wydajności kwantowych ICIP LWIR (dla $\lambda = 7 \mu\text{m}$): teoretycznie obliczonych z optymalnymi grubościami absorberów z wartościami przyjętymi przez Lei i wsp.[82] w zależności od liczby stopni w kaskadzie.

	Liczba stopni N_s	Grubość absorberów d [nm]	Całkowita grubość absorberów w [nm]	Wydajność kwantowa η [%]	
				Eksperyment:	Teoria:
#3_NS4	4	300/330/360/396	1386	3.20	3.61
#3_NS6	6	300/330/360/396/432/474	2292	3.40	3.65
#3_NS8	8	222/234/252/270/288/312/342/372	2292	2.91	2.92
Architektura optymalna	4	670/797/1020/1890	4377	6.50	
	6	520/582/670/797/1010/1800	5379	5.37	
	8	430/473/520/583/664/791/1000/1720	6181	4.59	

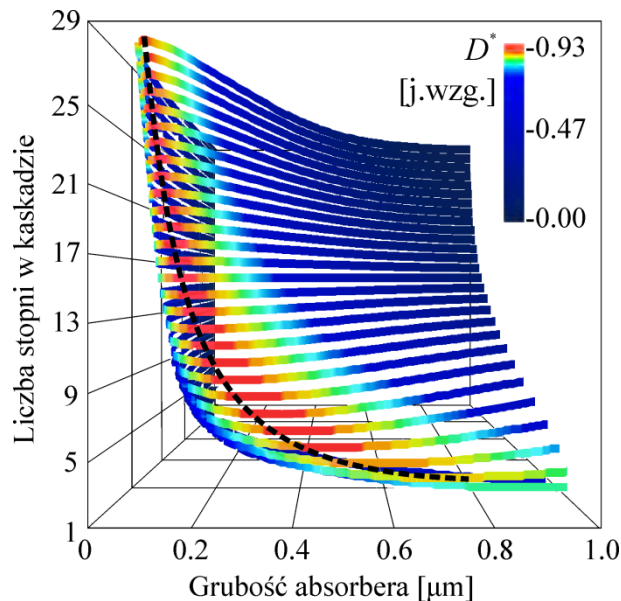
Biorąc pod uwagę szacowane grubości absorberów przyjęte w pracy [82], obliczono całkowitą wydajność kwantową, zakładając, że $L = 1 \mu\text{m}$ i $\alpha = 0.17 \mu\text{m}^{-1}$. W przypadku tych detektorów, ponieważ "warunek QE" nie jest w pełni spełniony, do celów porównawczych przyjęto η ostatniego stopnia w kaskadzie (patrz tabela 3). Należy jednak podkreślić, że w przypadku optymalnej grubości detektora, zapewniającej maksymalną wartość wydajności kwantowej, całkowita grubość ICIP znacznie wzrasta. Stanowi to wyzwanie technologiczne oraz wpływa na czas odpowiedzi przyrządu. W obliczeniach wydajności kwantowych przyjęto współczynnik odbicia $r = 31\%$. Eksperymentalne wartości η , przedstawione w tabeli 3 obliczono na podstawie pomiarów czułości prądowej dla długości fali $7 \mu\text{m}$, zgodnie z równaniem (4). Porównywane ICIP były przyrządami optymalizowanymi na zakres LWIR o $\lambda_{cut-off} = 10 \mu\text{m}$. Niewielkie rozbieżności między eksperymentalną a teoretyczną wartością wydajności kwantowej wynikają z wartości parametrów materiału (L , α , r) przyjętych w symulacjach, które mogą nie odpowiadać ściśle wartościom rzeczywistej struktury.

3.2.2 Wykrywalność znormalizowana

Rozważania przedstawione w podrozdziale 3.2.1 przybliżają nas do ustalenia optymalnej architektury ICIP w celu osiągnięcia maksymalnej wartości wykrywalności. Zgodnie z przedstawionymi wcześniej równaniami, wykrywalność detektora zależy od dwóch zmiennych zdefiniowanych przez geometrię przyrządu - grubości absorberów i liczby stopni w kaskadzie. Rysunek 24 przedstawia rozkład wykrywalności (wartość D^* znormalizowana do jedności) ICIP "equal-absorbers" w funkcji grubości absorbera i liczby stopni w kaskadzie, policzony zgodnie z wyrażeniem (43), przy założeniu, że wzmacnienie fotoelektryczne jest równe jedności. Na podstawie wykresu, można zauważyć, że wykrywalność osiąga wartość maksymalną w wąskim obszarze (kolor czerwony). Zależność ta w płaszczyźnie (N_s, d) tworzy hiperbolę (czarna kreskowana krzywa) i jest opisana równaniem:

$$d_{opt} = \frac{1}{2N_s\alpha} . \quad (48)$$

Równanie to pozwala dla zadanej liczby stopni określić optymalną grubość absorbera, przy której wykrywalność osiąga wartość maksymalną D^*_{MAX} .



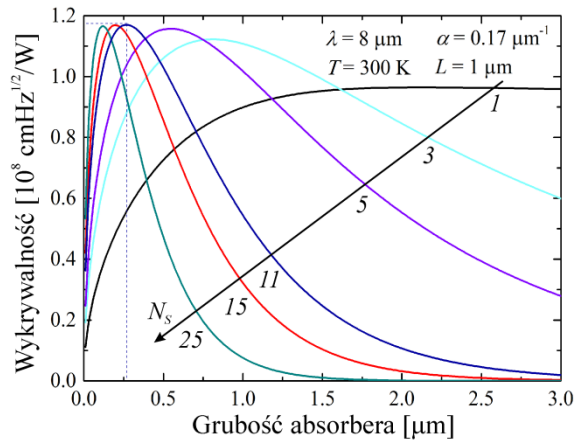
Rysunek 24. Rozkład wykrywalności w funkcji liczby stopni i grubości absorbera.

Opisany charakter zmian jest bardziej widoczny na rysunku 25, przedstawiającym wykrywalność detektora w funkcji grubości absorbera dla różnej liczby stopni w kaskadzie. Wykrywalność została policzona dla detektora LWIR optymalizowanego na $\lambda = 8 \mu\text{m}$. Pozostałe dane użyte w obliczeniach zebrano w tabeli 4. W miarę wzrostu liczby stopni do 11, maksymalna wartość wykrywalności rośnie. Wraz ze wzrostem D^*_{MAX} zmniejszeniu ulega wartość optymalnej grubości absorbera. Jednocześnie wartość

wykrywalności staje się silniej zależna od odchylenia d od d_{opt} . Wybór liczby stopni, dla których wykrywalność osiąga maksimum, zależy od długości drogi dyfuzji w absorberze i od średniej głębokości wnikania promieniowania ($1/\alpha$).

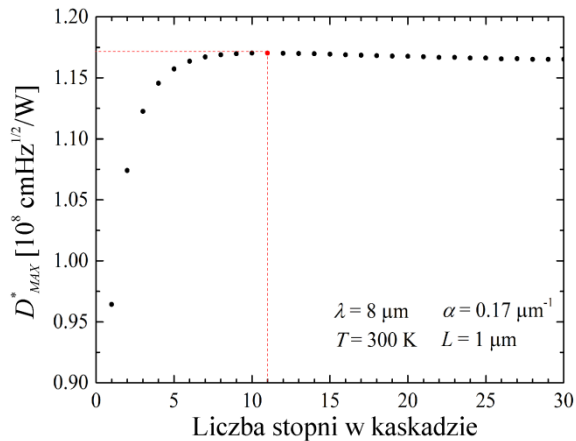
Tabela 4. Podstawowe parametry ICIP LWIR z absorberem T2SL InAs/GaSb przyjęte w symulacji.

T [K]	300	E_g [eV]	0.124	$m_{e,\parallel}^*$	0.0235	α [μm^{-1}]	0.17
R [%]	31	N_A [m^{-3}]	2.00×10^{22}	$m_{e,\perp}^*$	0.0275	L [μm]	1.00
λ [μm]	8			$m_{h,\parallel}^*$	0.0342	μ_h [m/Vs]	2×10^{-3}
				$m_{h,\perp}^*$	79.8	μ_e [m/Vs]	1×10^{-1}



Rysunek 25. Wykrywalność ICIP "equal-absorbers" w funkcji grubości absorbera dla różnej liczby stopni w kaskadzie. Wykrywalność policzona przy założeniu $g_d = 1$.

W analizowanym przypadku, iloczyn αL dla materiału absorbera wynosi 0.17. Dla $L = 1 \mu\text{m}$ mniejszej niż $1/\alpha = 5.88 \mu\text{m}$, maksymalna wartość wykrywalności osiągana jest dla $N_S = 11$ przy optymalnej grubości absorbera równej $0.27 \mu\text{m}$. Maksymalne wartości wykrywalności dla N_S od 1 do 30 zostały przedstawione na rysunku 26. Największa różnica w wartościach wykrywalności obserwowana jest dla detektorów o $1 < N_S \leq 10$.



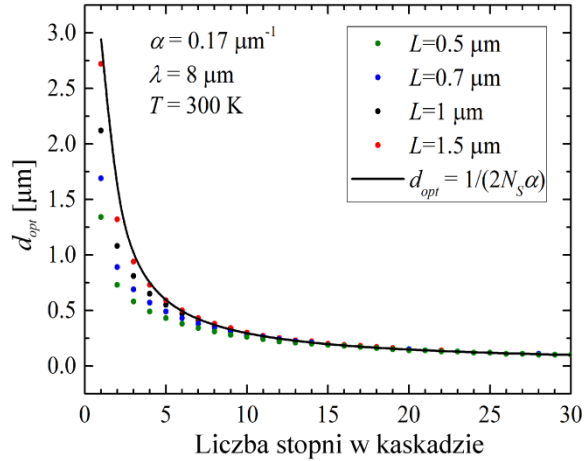
Rysunek 26. Maksymalne wartości wykrywalności ICIP "equal-absorbers" w funkcji liczby stopni w kaskadzie. Wykrywalność policzona przy założeniu $g_d = 1$.

Podstawiając zależność (48) do równań (41) i (43) otrzymujemy parametr D^* jako funkcję jednej zmiennej, którą jest N_S :

$$D_{eq}^* = \frac{g\lambda(1-R)}{hc} \times \frac{\alpha L \exp(-\alpha d(N_S - 1))}{1 - (\alpha L)^2} \times \frac{\sinh\left(\frac{d}{L}\right) + \alpha L e^{-\alpha d} - \alpha L \cosh\left(\frac{d}{L}\right)}{\cosh\left(\frac{d}{L}\right)} \quad (49)$$

$$\times \left[4g_{th}LN_S \operatorname{tgh}\left(\frac{1}{2\alpha N_S L}\right) \right]^{-1/2}$$

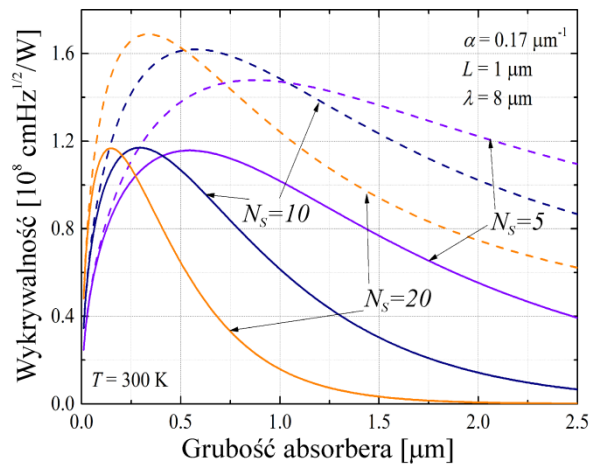
Jednakże, jak pokazano w pracy [28] równanie (48) jest słuszne jedynie dla dużej liczby stopni $N_S > 10$. Na rysunku 27 punktami zaznaczono optymalne grubości absorbera określone na podstawie analizy wykresów $D^*(d)$, natomiast linia ciągła opisana jest funkcją (48). Jak już wspomniano wcześniej, parametry materiałowe, takie jak współczynnik absorpcji i długość drogi dyfuzji silnie wpływają na maksymalną wartość wykrywalności, a zatem i optymalną grubość absorbera. Rysunek 27 porównuje d_{opt} dla różnych wartości L , przy tym samym współczynniku absorpcji równym $0.17 \mu\text{m}^{-1}$.



Rysunek 27. Optymalna grubość absorbera w funkcji liczby stopni w kaskadzie ICIP "equal-absorbers" ($g_d = 1$).

Przy tych samych warunkach, zależność (48) można również wykorzystać, gdy uwzględnimy "dodatkowe wzmocnienie prądowe" $g > 1$ wyrażone równaniem (47). Rysunek 28 pokazuje obliczoną D^* w zależności od grubości pierwszego absorbera dla wybranych N_S w przypadku ICIP "equal-absorbers". Rozważono dwa przypadki: bez (linie ciągłe) i z uwzględnieniem "dodatkowego wzmocnienia prądowego" (linie kreskowane), zgodnie ze wzorem (47). Jak można zauważyć, uwzględnienie "dodatkowego wzmocnienia prądowego" powoduje wzrost D^* i przesunięcie piku D^*_{MAX} w kierunku grubszych absorberów. W przypadku ICIP z 10 stopniami, położenie D^*_{MAX} zostaje przesunięte z grubości absorbera $0.29 \mu\text{m}$ do $0.57 \mu\text{m}$, a wartość D^*_{MAX} wzrasta

o około 30%. Z uwagi na fakt, że w ten sposób obliczone wartości wykrywalności są bliższe wartościom osiąganym eksperymentalnie, w pozostałej części podrozdziału skupiono się na porównaniu ICIP "matched-absorbers" z ICIP "equal-absorbers", zakładając obecność wzmacnienia wyrażonego przez równanie (47) w przypadku równych absorberów. Symulacje przeprowadzono przyjmując parametry zebrane w tabeli 4.

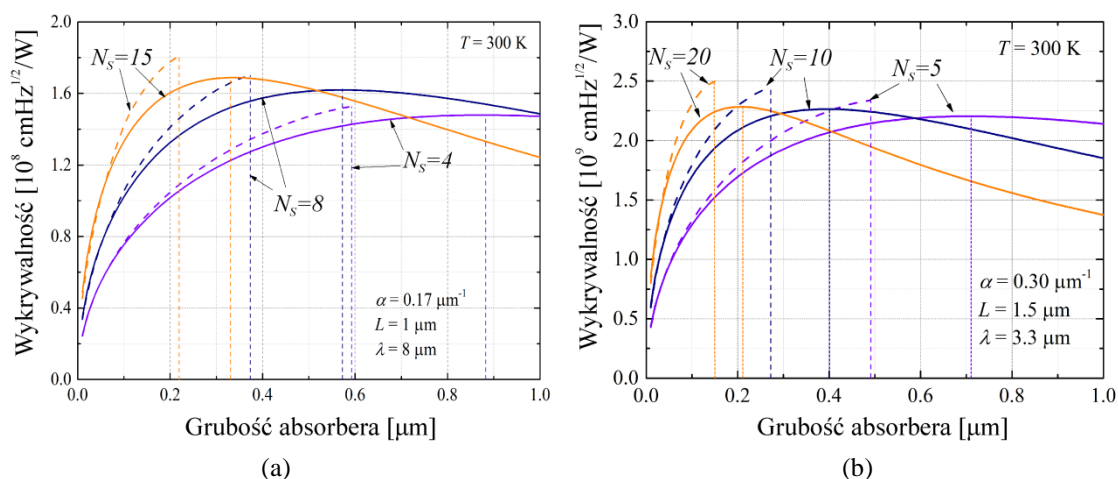


Rysunek 28. Wpływ "dodatkowego wzmacnienia prądowego" na wykrywalność ICIP "equal-absorbers" w funkcji grubości pierwszego absorbera.

Przedstawione powyżej wykresy dotyczą ICIP optymalizowanych na zakres LWIR jednakże, charakter zmian wydajności kwantowej i wykrywalności w funkcji grubości absorbera pozostaje podobny, niezależnie od zakresu pracy detektora. Można to w prosty sposób zaobserwować porównując uzyskane wyniki dla zakresu LWIR (parametry materiałowe zgodne z tabelą 4) i MWIR. W przypadku zakresu MWIR, obliczenia teoretyczne i pomiary eksperymentalne widma absorpcyjnego T2SL InAs/GaSb pozwoliły na określenie współczynnika absorpcji w zakresie $0.2\text{-}0.5 \mu\text{m}^{-1}$ [37]. Opublikowane informacje o długościach drogi dyfuzji nośników mniejszościowych dla tego materiału są raczej szczątkowe. Praca Lei i wsp. [76] sugeruje, że wartość L jest poniżej $2 \mu\text{m}$. W wyniku przeglądu literaturowego, dla długości fali $3.3 \mu\text{m}$, do obliczeń przyjęto współczynnik absorpcji równy $0.3 \mu\text{m}^{-1}$, długość drogi dyfuzji równą $1.5 \mu\text{m}$, koncentrację akceptorów równą 10^{22} m^{-3} , a współczynnik odbicia promieniowania od powierzchni detektora równy 31%.

Rysunek 29 przedstawia charakterystyki wykrywalności detektora optymalizowanego na zakres LWIR przy $\lambda = 8 \mu\text{m}$ (a) i MWIR przy $\lambda = 3.3 \mu\text{m}$ (b) w funkcji grubości absorbera w pierwszym stopniu kaskady dla wybranej liczby N_s . Jak można zauważyć, wykrywalność osiąga nieznacznie wyższą wartość dla ICIP

"matched-absorbers". Tak niewielka różnica nie kompensuje trudności technologicznych związanych z produkcją ICIP o dopasowanych absorberach. Zatem obecność "dodatkowego wzmocnienia" znacznie zmniejsza racjonalność wytwarzania detektorów typu "matched-absorbers", przynajmniej z uwagi na poprawę wykrywalności. W przypadku ICIP MWIR wartość wykrywalności jest większa w stosunku do osiąganą przez ICIP LWIR, co wynika ze wzrostu wartości parametrów materiałowych α i L wraz z zwiększaniem się szerokości przerwy energetycznej absorbera. Z porównania obu wykresów wynika również, że większy wzrost wykrywalności ze wzrostem liczby stopni kaskady uzyskuje się w przypadku struktur optymalizowanych na zakres LWIR. Ponadto, na podstawie wykresów możemy określić d_{opt} pierwszego absorbera, dla którego wykrywalność jest największa. Jak pokazano, optymalna grubość absorbera w pierwszym stopniu kaskady jest mniejsza dla detektorów "matched-absorbers". Linie pionowe pokazują optymalną grubość absorbera, przy której wykrywalność osiąga wartość maksymalną.

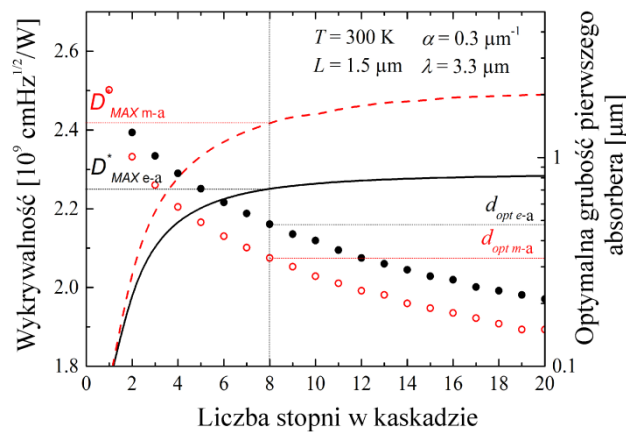


Rysunek 29. Wykrywalność w funkcji grubości pierwszego absorbera dla wybranej wartości N_S ICIP LWIR (a) i ICIP MWIR (b). Kreskowane linie dotyczą ICIP "matched-absorbers", a ciągłe ICIP "equal-absorbers".

Optymalna grubość pierwszego absorbera i odpowiadająca mu liczba stopni N_S określają całkowitą grubość przyrządu w . W przypadku ICIP LWIR całkowita grubość detektora z dopasowanymi absorberami jest dwa razy większa niż detektora z równymi absorberami (przy założeniu $g_d = 1$), jak również D^* osiąga wyższą wartość, to jest dla $N_S = 10$, w wynosi 2.90 i 6.97 μm dla odpowiednio równych i dopasowanych warstw aktywnych. Natomiast, jeśli weźmiemy pod uwagę "dodatkowe wzmocnienie prądowe" wynikające z innego sposobu obliczania wydajności kwantowej ($g > 1$), całkowita optymalna grubość i D^*_{MAX} są porównywalne dla obu architektur ICIP. W przypadku ICIP MWIR dla dziesięciostopniowego detektora pokazanego na rysunku 29b całkowita

grubość wszystkich absorberów wynosi $4 \mu\text{m}$ w przypadku ICIP "equal-absorbers", a dla ICIP "matched-absorbers" wartość ta wzrasta do $5.7 \mu\text{m}$. Zatem, w przypadku zakresu MWIR wzrost całkowitej grubości przyrządu o architekturze "equal-absorbers" jest większy niż "matched-absorbers". Należy pamiętać, że całkowita grubość detektora kaskadowego wzrośnie, jeżeli uwzględnione zostaną grubości obszarów tunelowania i relaksacji.

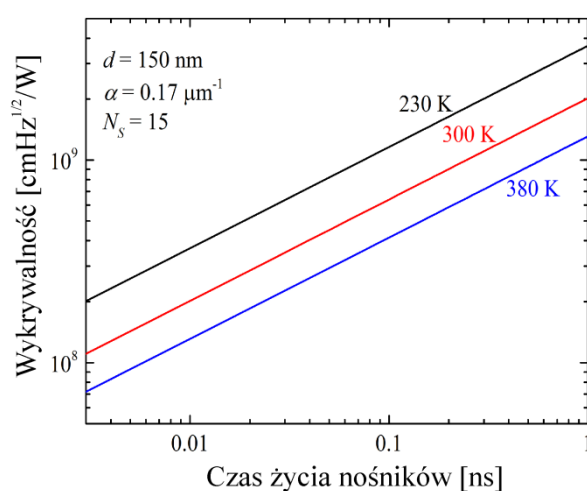
Rysunek 30 porównuje D_{MAX}^* (linie) i d_{opt} (punkty) w funkcji liczby stopni w kaskadzie ICIP "equal-absorbers" i "matched-absorbers" optymalizowanych na zakres MWIR. Na przykład dla $N_S = 8$ maksymalna wartość wykrywalności wynosi $2.25 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ i $2.42 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ dla odpowiednio ICIP "equal-absorbers" ($D_{MAX e-a}^*$) i "matched-absorbers" ($D_{MAX m-a}^*$). Natomiast, dla tej samej liczby stopni optymalna grubość pierwszego absorbera ICIP "equal-absorbers" jest o $0.15 \mu\text{m}$ większa niż w ICIP "matched-absorbers".



Rysunek 30. Maksymalne wartości wykrywalności ICIP (linie) i optymalna grubość pierwszego absorbera (punkty) w funkcji liczby stopni w kaskadzie. Kreskowane linie i puste punkty dotyczą ICIP "matched-absorbers", a ciągłe linie i pełne punkty ICIP "equal-absorbers".

Jak wspomniano wcześniej, czas życia, określający długość drogi dyfuzji nośników jest kluczowym parametrem, który warunkuje osiągi detektora podczerwieni. Czas ten można zwiększyć poprawiając jakość materiału absorbera bądź zastępując go innym o lepszych parametrach. Analizę wpływu czasu życia nośników na wykrywalność ICIP LWIR z absorberem InAs/GaSb przedstawiono na rysunku 31. Parametry warstwy aktywnej przyjęte w obliczeniach, takie jak współczynnik absorpcji, masy efektywne i ruchliwość nośników pokazano w tabeli 4. Czas życia nośników zmieniano od 3 ns do 1000 ns - wartości odpowiadającej średniemu czasowi życia nośników w materiale HgCdTe. Z uwagi, na to, że "dodatkowe wzmocnienie elektryczne" pozwala pracować z porównywalną wydajnością bez konieczności

stosowania skomplikowanej architektury detektora typu "matched-absorbers", przedstawione na wykresie wyniki dotyczą detektorów typu "equal-absorbers" o $d = 150$ nm i g_d przekraczającym jedność [danym wzorem (47)]. Wykresy zostały wykonane przy założeniu stałej liczby kaskad, $N_s = 15$ dla trzech temperatur: 230 K, 300 K oraz 380 K. Zmiana czasu życia nośników z 3 ns do 1000 ns powoduje wzrost wykrywalności detektora o rząd wielkości. Przykładem materiału o dłuższym czasie życia nośników są T2SL "wolne od Ga" (podrozdział 1.2.2), więc detektory ICIP bazujące na supersieci InAs/InAsSb mogą osiągać wyższą wykrywalność w porównaniu do detektorów bazujących na T2SL InAs/GaSb. Czas życia nośników w T2SL InAs/InAsSb jest średnio dziesięciokrotnie wyższy niż w T2SL InAs/GaSb (patrz tabela 2).



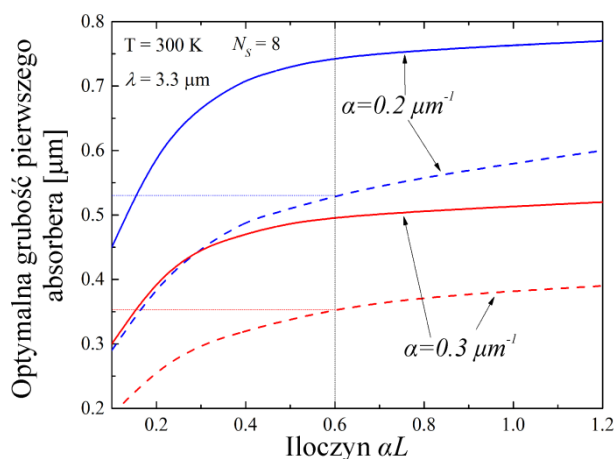
Rysunek 31. Wykrywalność ICIP LWIR T2SL InAs/GaSb w funkcji czasu życia nośników ($N_s = 15$ i $d = 150$ nm).

Wartość wykrywalności BLIP detektora LWIR dla długości fali $10 \mu\text{m}$, temperatury otoczenia 300 K oraz kąta widzenia detektora $\text{FOV} = 2\pi$ jest w przybliżeniu równa $\sim 5 \times 10^{10} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$. Zatem, technologia T2SL oferuje ponad dwudziestopięciokrotnie niższe wartości wykrywalności (przy założeniu średniego czasu życia dla HgCdTe), podczas gdy dla realnie uzyskiwanych obecnie $\tau < 100$ ns, wykrywalność ulega obniżeniu o ponad dwa rzędy wielkości. Podsumowując, czas życia nośników jest wciąż czynnikiem ograniczającym działanie detektora długofalowego HOTA bazującego na T2SL. W warunkach HOTA czas życia nośników wynosi < 100 ns, co pozwala osiągnąć wykrywalność na poziomie $10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ w 300 K.

3.2.3 Porównanie wyników symulacji z danymi literaturowymi

Przydatność materiału na warstwę aktywną detektora podczerwieni najwygodniej można ocenić ze względu na wartość iloczynu αL . Zdecydowana większość artykułów poświęconych detektorom kaskadowym koncentruje się tylko na tej wartości. W podrozdziale tym do obliczeń teoretycznych wykorzystano parametry materiałowe odpowiednie dla zakresu MWIR i LWIR, które zostały podane w poprzednim podrozdziale.

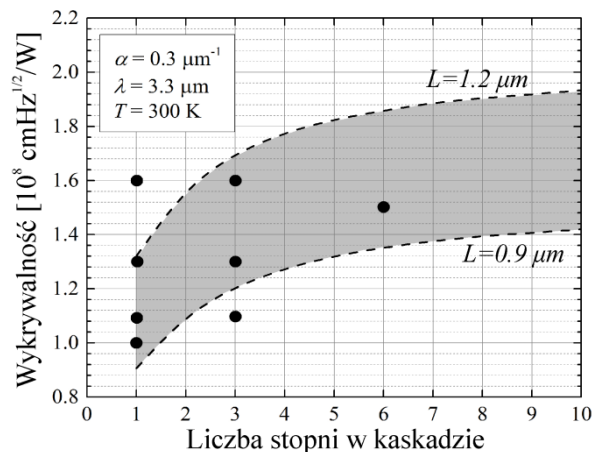
Jak już było wspomniane, większy iloczyn αL wpływa na wzrost wykrywalności. Jednakże, tą samą wartość iloczynu można osiągnąć przy różnych α i L . Zgodnie z wzorami znaczący wpływ na końcową wartość optymalnej grubości pierwszego absorbera ma długość drogi dyfuzji. Dla tego samego iloczynu αL wartość optymalnej grubości absorbera rośnie wraz ze wzrostem L (spadek współczynnika absorpcji). Zależności te obliczono dla ICIP MWIR przy $N_S = 8$ i pokazano na rysunku 32. Linie przerywane odnoszą się do detektorów "matched-absorbers", a linie ciągłe do "equal-absorbers". Przykładowo optymalna grubość absorbera ICIP "matched-absorbers" dla $\alpha L = 0.6$ zmienia się z 0.36 do $0.54 \mu\text{m}$, gdy α spada odpowiednio z 0.3 do $0.2 \mu\text{m}^{-1}$.



Rysunek 32. Optymalna grubość absorbera przy ośmiu stopniach w kaskadzie w funkcji iloczynu αL dla dwóch różnych współczynników absorpcji. Kreskowane linie dotyczą ICIP MWIR "matched-absorbers", a ciągłe ICIP MWIR "equal-absorbers" (g_d dane wzorem 47).

Rysunek 33 przedstawia teoretycznie obliczone wartości D_{MAX}^* względem N_S , przy założeniu różnych wartości L w porównaniu z wartościami zmierzonymi eksperymentalnie przez Lei i wsp. [76] w przypadku ICIP "matched-absorbers" na zakres MWIR. Obszar aktywny tych detektorów zbudowany był z 27\AA -InAs/ 15\AA -GaSb/ 8\AA -Al(In)Sb/ 15\AA -GaSb T2SL typu "M" o okresie 65\AA . Linie przerywane odnoszą się do danych uzyskanych w wyniku przeprowadzonych symulacji, zakładając

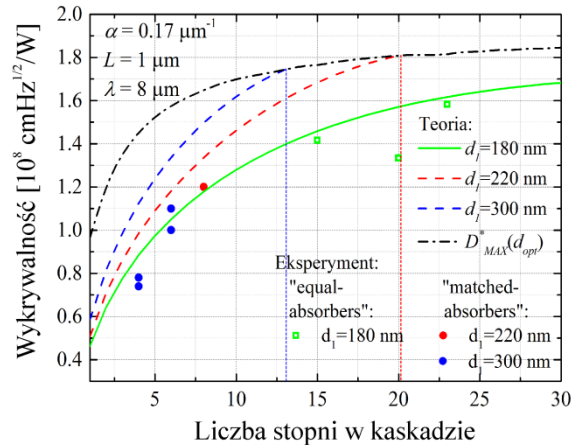
współczynnik absorpcji równy $0.3 \mu\text{m}^{-1}$, a punkty odpowiadają zmierzonym wartościom D^* dla 1, 3 i 6-stopniowych ICIP MWIR. Wyniki eksperymentalne są zgodne z teoretycznie wyznaczonymi wartościami D_{MAX}^* , przy założeniu $L = 0.9\text{-}1.3 \mu\text{m}$. Większość wyników eksperymentalnych znajduje się w zamalowanym szarym obszarze. Zakres przyjętych powyżej długości drogi dyfuzji jest porównywalny z wartościami określonymi w pracy [76]. Rozrzut punktów doświadczalnych poza teoretycznie wyznaczony obszar może wynikać z możliwych zmian i niejednorodności parametrów materiału i wykonania przyrządu.



Rysunek 33. Maksymalna wartość wykrywalności w funkcji liczby stopni w kaskadzie ICIP "matched-absorbers". Krzywe dotyczą teoretycznie obliczonej wykrywalności D_{MAX}^* przy założeniu $\alpha = 0.3 \mu\text{m}^{-1}$ (kreskowane linie), a punkty reprezentują wartości zmierzone eksperymentalnie przez Lei i wsp. [76].

Rysunek 34 porównuje teoretyczne wartości wykrywalności (podrozdział 3.2.2) z odpowiadającymi im wynikami doświadczalnymi [75], [82] uzyskanymi dla ICIP LWIR "equal-absorbers" (przy założeniu "dodatkowego wzmocnienia prądowego") i "matched-absorbers". Zarówno eksperymentalna wartość wykrywalności, jak i teoretyczna rosną wraz ze zwiększaniem liczby stopni w kaskadzie. Linie kreskowane odnoszą się do ICIP "matched-absorbers" o grubości pierwszego absorbera d równej wartościom eksperymentalnym (czerwony dla $d = 220 \text{ nm}$, niebieski dla $d = 300 \text{ nm}$ [82]), a linie ciągłe do ICIP "equal-absorbers" o grubości $d = 180 \text{ nm}$ [75]. Czarna linia przerywana pokazuje D_{MAX}^* dla detektorów o optymalnej grubości absorbera. Ze względu na grubości absorberów przyjęte przez Lei i wsp. [82] (nie w pełni spełniony "warunek QE"), wartości wykrywalności (czerwone i niebieskie punkty) znajdują się poniżej krzywych teoretycznych. Potwierdza to wcześniejszy wniosek, że możliwości detektorów kaskadowych w celu maksymalizacji stosunku sygnału do szumu nie zostały w pełni wykorzystane. Jak już wspomniano wcześniej, rozprawa bazuje na szacunkowych wartościach L i α , które nie zawsze są odpowiednie

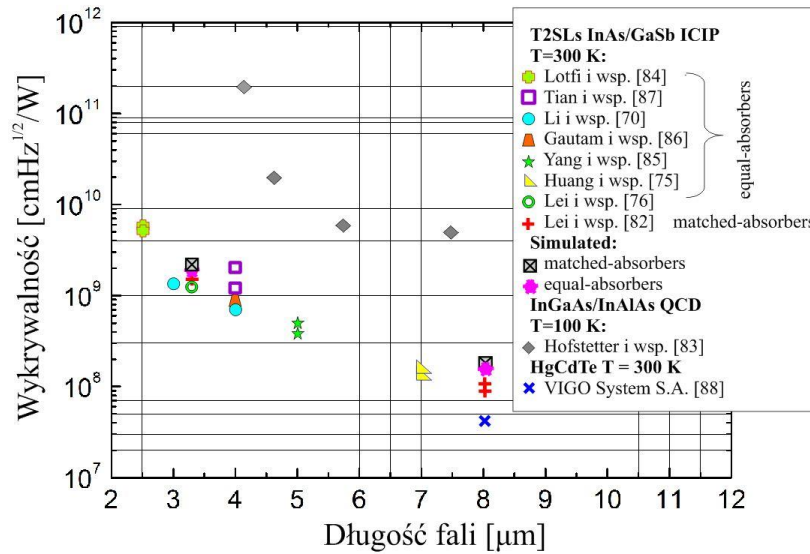
dla każdego detektora. Na wykrywalność ma wpływ wiele czynników, dlatego nie można przyjąć jednej wartości odpowiedniej dla wszystkich przyrządów. Charakter takich zmian potwierdza także tabela 3. W przypadku detektorów z równymi absorberami otrzymano lepszą zbieżność danych eksperymentalnych z krzywą teoretyczną (zielone punkty).



Rysunek 34. Wykrywalność w funkcji liczby stopni w kaskadzie dla wybranej grubości pierwszego absorbera dla $T = 300$ K. Kreskowane linie dotyczą ICIP "matched-absorbers", a ciągle ICIP "equal-absorbers" (g_d dane wzorem 47). Wyniki eksperymentalne są oznaczone kropkami [75], [82].

Dalsza optymalizacja kolejnych warstw struktury detekcyjnej może znacznie poprawić osiągi ICIP. Rysunek 35 porównuje obliczone teoretyczne wartości wykrywalności z danymi literaturowymi wykrywalności dla ICIP pracujących w zakresach SWIR, MWIR i LWIR oraz QCD, które wymagają chłodzenia do 100 K i dostępnymi na rynku detektorami HgCdTe. W porównaniu z MWIR QCD wymagającymi silnego chłodzenia [83], które osiągają $D^* = 2 \times 10^{11}$ cmHz^{1/2}/W dla $\lambda_{peak} = 4$ μ m i $D^* = 6 \times 10^9$ cmHz^{1/2}/W dla $\lambda_{peak} = 5.75$ μ m, ICIP są bardziej obiecujące. Szybkość generacji termicznej w dowolnej określonej temperaturze i długofalowej granicy czułości w tych przyrządach jest zwykle o rząd wielkości niższa niż w odpowiadających im QCD. Lotfi i wsp. przedstawili ICIP InAs/GaSb/Al_{0.2}In_{0.8}Sb/GaSb T2SL o $N_s = 2$ i 3 osiągające $D^* = 5.8-5.1 \times 10^9$ cmHz^{1/2}/W dla $\lambda_{peak} = 2.1$ μ m i $T = 300$ K [84]. Wyniki eksperymentalne MWIR ICIP InAs/GaSb T2SL o równych absorberach zostały zaczerpnięte z prac Yanga i wsp. [85], Gautam i wsp. [86], Tian i wsp. [87], Li i wsp. [70] oraz Lei i wsp. [76], natomiast wyniki eksperymentalne dotyczące ICIP na zakres LWIR pochodzą z pracy Huang i wsp. [75]. ICIP "matched-absorbers" na zakres LWIR zostały między innymi opisane w pracy Lei i wsp. [82]. Detektory te osiągają wykrywalność

$D^* \sim 10^8 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ dla $\lambda_{peak} = 8 \mu\text{m}$, czyli dwa razy wyższą niż w przypadku detektorów HgCdTe pracujących w 300 K [88].



Rysunek 35. Wykrywalność w funkcji długości fali (SWIR, MWIR, LWIR) ICIP "equal-absorbers" i "mateched-absorbers" z absorberem InAs/GaSb T2SL, detektorów HgCdTe pracujących w 300 K oraz QCD InGaAs/InAlAs pracujących w 100 K.

Rozdział 4: Analiza eksperymentalnie wyznaczonych parametrów ICIP

W rozdziale tym zaprezentowane zostały wyniki eksperymentalne detektorów ICIP T2SL InAs/GaSb o architekturze "equal-absorbers" oraz "mateched-absorbers" odpowiednio na zakres MWIR i LWIR. Dokonana została analiza zmierzonych parametrów, jak również wyniki pomiarów porównano z zależnościami teoretycznymi.

4.1 Opis układów pomiarowych

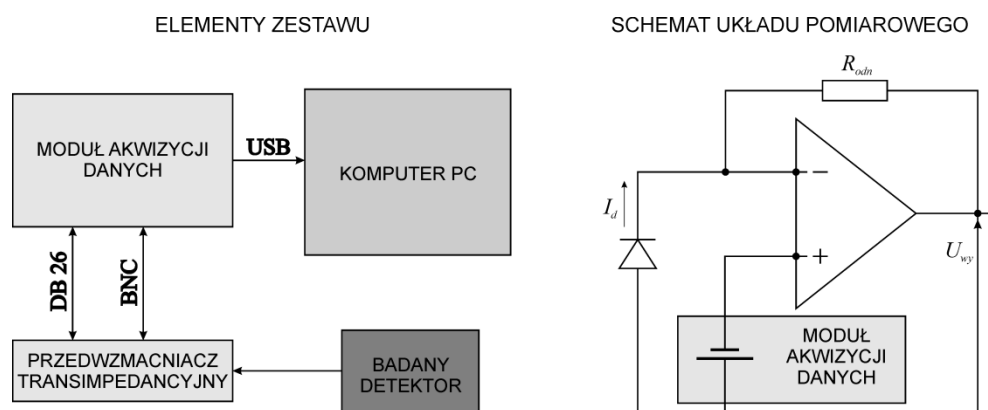
Pomiary parametrów struktur detekcyjnych zostały przeprowadzone w trzech laboratoriach: laboratorium Zakładu Fizyki Ciała Stałego w WAT, wspólnym laboratorium WAT-Vigo mieszczącym się w firmie Vigo System S.A. oraz laboratorium Katedry Podstaw Elektroniki Politechniki Rzeszowskiej.

4.1.1 Układ do wyznaczania charakterystyk elektrycznych

Charakterystyki prądowo-napięciowe detektorów zostały zmierzone we wspólnym laboratorium Wojskowej Akademii Technicznej i firmy Vigo System S.A. Układ pomiarowy, którego schemat przedstawiono na rysunku 36, składa się z komputera PC wyposażonego w oprogramowanie UMRecord, modułu akwizycji danych, przedwzmacniacza transimpedancyjnego oraz rezystora odniesienia R_{odn} .

Natężenie prądu mierzone jest za pomocą wzmacniacza transimpedancyjnego. Jeżeli poziom sygnału jest zbyt niski, aby mógł być zarejestrowany, rezystancja odniesienia dobierana jest w taki sposób, aby na wyjściu uzyskać sygnał $U_{wy} = I_d R_{odn}$ (gdzie I_d jest natężeniem prądu ciemnego) o wartości ~ 5 V. Sygnał ten jest dopasowany do wejścia przetwornika analogowo-cyfrowego. Kolejny element układu pomiarowego - moduł akwizycji danych, zbudowany jest na bazie 16-bitowego przetwornika analogowo-cyfrowego. Jest on odpowiedzialny za zbieranie, konwertowanie oraz transmitowanie danych do komputera. Dalsze przetwarzanie sygnału realizowane jest przez oprogramowanie UMRRecord.

Napięcie zasilania podawane jest z karty akwizycji danych, poprzez zadanie odpowiednich wartości w oknie sterowania pomiarem. Jego wartość oraz krok zmiany (minimalna wartość 2.5 mV) są definiowane przez użytkownika, w zależności od potrzeb pomiarowych. Pomiar natężenia prądu odbywa się zgodnie z zadanym krokiem napięciowym. W celu zabezpieczenia detektora przed uszkodzeniem wywołanym przepływem zbyt dużego prądu, można ustawić ograniczenie prądowe. Zmiana ograniczenia prądowego możliwa jest w zakresie ± 0.001 -30 mA.



Rysunek 36. Elementy zestawu oraz uproszczony schemat układu pomiarowego do pomiaru charakterystyk prądowo-napięciowych.

Poza pomiarem charakterystyk prądowo-napięciowych detektora, istnieje możliwość pomiaru rezystancji dynamicznej R_d w funkcji napięcia zasilania. W przypadku pomiaru rezystancji dynamicznej przy zerowym zasilaniu (R_0) zadaje się jak najmniejsze wartości napięcia dodatniego oraz ujemnego, będącego całkowitą wielokrotnością 5 mV. W tak zdefiniowanych punktach mierzone jest natężenie prądu. Na podstawie współczynnika kierunkowego prostej przechodzącej przez te punkty obliczana jest rezystancja dynamiczna. W analogiczny sposób obliczana jest rezystancja dynamiczna w każdym innym punkcie charakterystyki.

4.1.2 Metoda wyznaczania charakterystyk spektralnych

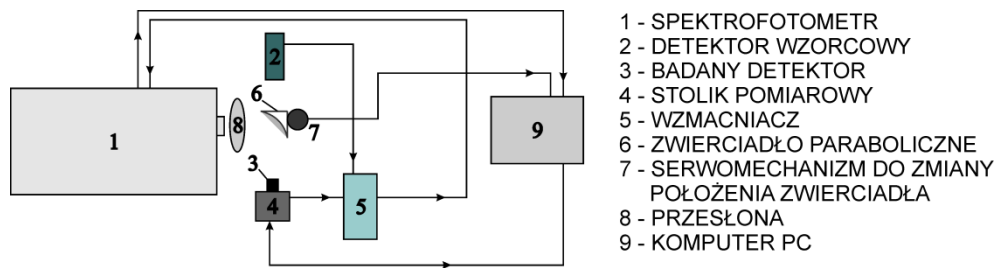
Pomiar charakterystyk spektralnych wykonano przy użyciu spektrofotometru Fouriera Newport 80250 zainstalowanego w laboratorium WAT-Vigo.

Jest to urządzenie modułowe, w którym każdy z komponentów (układ detekcyjny, źródło promieniowania, interferometr) może być wymieniony bez konieczności ingerencji w strukturę urządzenia. Taka konstrukcja ułatwia przystosowanie go do pomiarów detektorów podczerwieni poprzez zastąpienie układu detekcyjnego mierzonym detektorem lub detektorem wzorcowym.

Pomiar czułości prądowej $R_i(\lambda)$ detektora polega na pomiarze sygnału prądowego w funkcji długości fali promieniowania. Obliczenia kształtu charakterystyki czułości prądowej wykonane były na bazie pomiaru charakterystyki spektralnej detektora, dla którego znana jest zależność $R_{i,w}(\lambda)$. Zmierzone sygnały prądowe (detektora badanego I_s i detektora wzorcowego I_w) oraz znajomość charakterystyki spektralnej detektora wzorcowego $R_{i,w}(\lambda)$ pozwalają na obliczenie czułości prądowej badanego detektora:

$$R_i(\lambda) = R_{i,w}(\lambda) \frac{I_s(\lambda)}{I_w(\lambda)}. \quad (50)$$

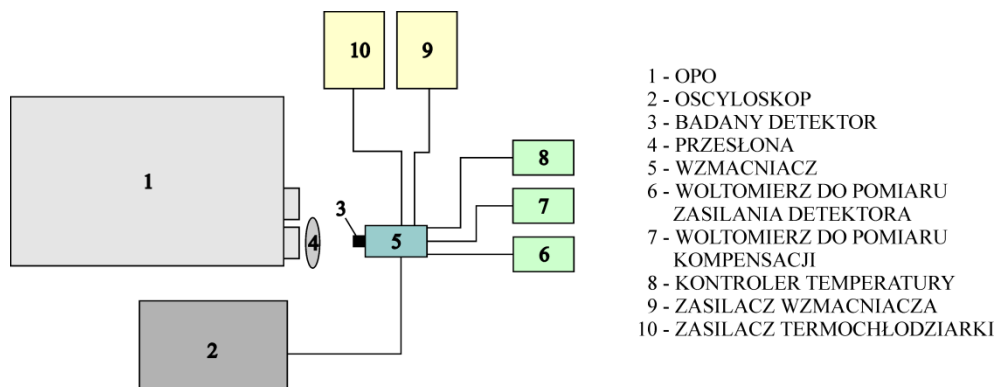
Schemat blokowy stanowiska pomiarowego pokazano na rysunku 37. Układ ten składa się z następujących elementów: spektrometru (1), detektora wzorcowego (2), detektora badanego (3) zamontowanego na stoliku pomiarowym wraz z radiatorem (4), wzmacniacza (5), zwierciadła parabolicznego (6) zamontowanego pod kątem 45° na serwomechanizmie (7), przesłony (8) oraz komputera PC z zainstalowanym oprogramowaniem (9). Budowa zwierciadła parabolicznego pozwala na skupienie wszystkich wiązek światła biegnących równoległe do osi symetrii na badanym detektorze. Aby ograniczyć energię promieniowania padającego na detektor w układzie zastosowano przesłonę irysową. Poprzez zmianę średnicy otworu pozwala ona skorygować i ograniczyć ilość energii promieniowania padającego na badany detektor. Zastosowanie serwomechanizmu w układzie pomiarowym umożliwia obrót zwierciadła parabolicznego o kąt 180° . W ten sposób można zmieniać tor optyczny wiązki wychodzącej z spektrometru i w prosty sposób kierować nią z detektora badanego na detektor wzorcowy.



Rysunek 37. Schemat blokowy układu pomiarowego do pomiaru charakterystyk czułości prądowych.

4.1.3 Zasada pomiaru szybkości odpowiedzi

Pomiary szybkości odpowiedzi zostały przeprowadzone w laboratorium Zakładu Fizyki Ciała Stałego w Wojskowej Akademii technicznej, przy użyciu układu, którego schemat przedstawiono na rysunku 38. Głównymi elementami układu są oscylator parametryczny OPO firmy EKSPLA model PR711/DFG16 oraz 8 GHz oscyloskop firmy Agilent (model INFINIUM DS090804A). Główne parametry OPO to: zakres przestrajania od 1.55 do 16 μm , szerokość spektralna $< 6 \text{ cm}^{-1}$, krok przestrajania równy 1 nm, częstotliwość repetycji 1 kHz oraz czas trwania impulsu poniżej 20 ps.

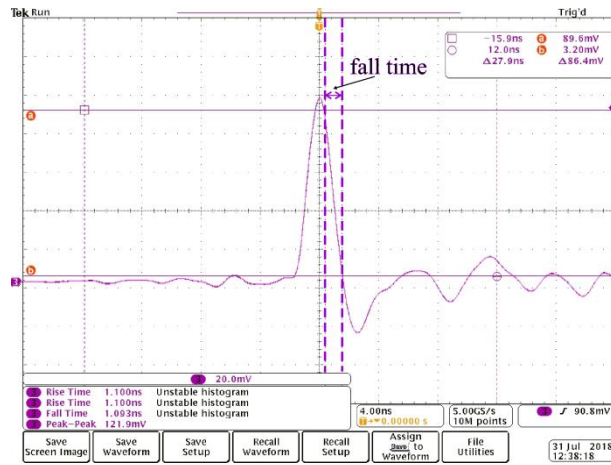


Rysunek 38. Schemat blokowy układu do pomiaru szybkości odpowiedzi detektorów podczerwieni.

W celu obliczenia stałej czasowej detektora, należy brać pod uwagę wszystkie elementy układu pomiarowego, które mogą mieć wpływ na wynik pomiaru. Badanie szybkości odpowiedzi detektora polega na pomiarze czasu zaniku sygnału (z jęz. ang. *fall time*). Czas zaniku sygnału mierzy się między punktami określającymi 90% i 10% amplitudy sygnału. Z tego powodu, wynik odczytany z oscyloskopu (*fall time*) należy podzielić przez współczynnik 2.2. Przykładowy, zarejestrowany impuls odpowiedzi pokazano na rysunku 39. Biorąc pod uwagę wszystkie elementy układu, od zmierzonej stałej czasowej (τ_{zm}) należy odjąć stałą czasową użytego wzmacniacza (τ_{wzm}), zgodnie ze wzorem:

$$\tau = \sqrt{(\tau_{zm})^2 - (\tau_{wzm})^2} . \quad (51)$$

W układzie wykorzystywany był przedwzmacniacz transimpedancyjny 300 MHz, którego stała czasowa jest równa 0.53 ns.



Rysunek 39. Przykładowy impuls odpowiedzi detektora z zaznaczonym czasem zaniku.

4.1.4 Układ do pomiaru szumów

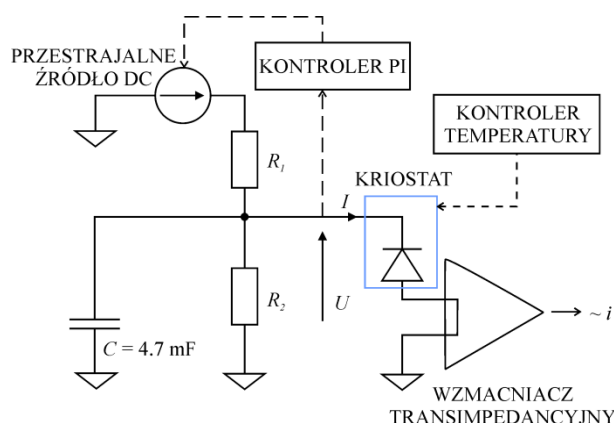
Pomiary szumów detektorów wykonano w laboratorium Katedry Podstaw Elektroniki Wydziału Elektrotechniki i Informatyki Politechniki Rzeszowskiej.

Pomiary szumu niskoczęstotliwościowego i prądu ciemnego przeprowadzono za pomocą wzmacniacza transimpedancyjnego Signal Recovery 5182 w układzie, którego schemat przedstawiono na rysunku 40. W tej konfiguracji mierzony szum składa się z szumu detektora oraz szumów obwodów. Cały sygnał prądu zmiennego (AC) na wyjściu wzmacniacza zawiera szum fotodetektora S_i , jak również sygnały generowane przez równoważne wejściowe źródła szumu wzmacniacza i_s i u_s . Zakładając, że zastosowany kondensator o wysokiej pojemności skutecznie zwiera sygnał prądu przemiennego oraz brak korelacji między i_s i u_s , gęstość widmowa fluktuacji prądu szumu mierzona na wyjściu wzmacniacza jest sumą trzech składników:

$$S = S_i + S_{iC} = S_i + S_{is} + \frac{S_{us}}{R_d^2}, \quad (52)$$

gdzie S_{is} , S_{us} odnoszą się odpowiednio do szumu prądowego i napięciowego wzmacniacza. Można założyć, że szum detektora składa się z "szumu białego", szumu niskoczęstotliwościowego (z jęz. ang. *low-frequency*, LF) związanego z szumem $1/f$ ($S_{1/f}$) oraz szumu związanego z procesami generacji i rekombinacji nośników (S_{G-R}). "Szum biały" stanowią szum śrutowy ($S_{shot} = 2qI$) oraz szum Johnsona ($S_{Jn} = 4kT/R_d$). W użytej do pomiarów konfiguracji przyrządów $S_{us} = 10^{-17} \text{ V}^2/\text{Hz}$ i $S_{is} = 2 \times 10^{-28} - 10^{-22} \text{ A}^2/\text{Hz}$, w zależności od współczynnika wzmocnienia. Parametr $S_{iC} = S_{is} + S_{us}/R_d^2$ tworzący szum zależny od polaryzacji musi być określony dla każdego

napięcia zasilającego. W niskich temperaturach S_{iC} osiąga zwykle bardzo małe wartości, takie, że zmierzony szum może być bezpośrednio zidentyfikowany, jako szum badanego detektora, to znaczy $S = S_i$. Wszystkie prezentowane w poniższym rozdziale widma uzyskano bez oświetlenia. Szczegółowe informacje na temat konfiguracji zastosowanej w tych pomiarach zostały omówione w pracy [89].



Rysunek 40. Schemat układu pomiarowego do pomiaru szumów niskoczęstotliwościowych detektorów. Sygnał na wyjściu wzmacniacza jest proporcjonalny do fluktuacji (AC) całkowitego prądu przepływającego przez detektor.

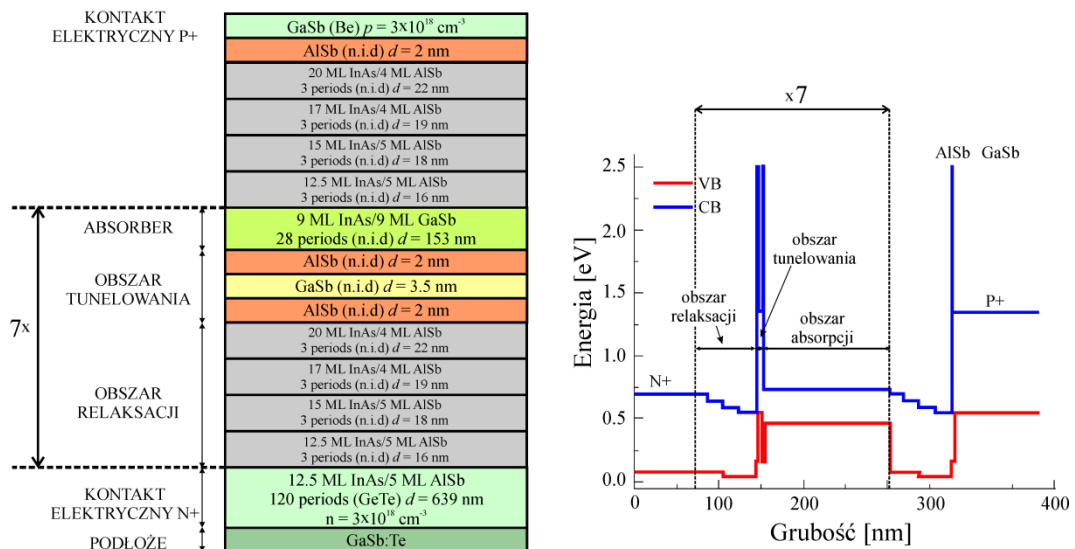
4.2 ICIP "equal-absorbers"

W rozdziale tym dokonano analizy pomiarów eksperymentalnych struktur ICIP "equal-absorbers" optymalizowanych na zakres MWIR z trzech warstw epitaksjalnych: GaSb_NS7, GaSb_NS5 i GaAs_NS5, wykonanych na różnych podłożach (GaSb, GaAs) o liczbie kaskad 5 i 7. Warstwy te zostały wykonane w Center for High Technology Materials, University of New Mexico w Albuquerque w stanie New Mexico metodą epitaksji z wiązek molekularnych przy użyciu Veeco Gen-10. Z każdej warstwy epitaksjalnej została wykonana seria detektorów. Prezentowana w rozdziale analiza parametrów detekcyjnych dotyczy jedynie pojedynczych, wyselekcjonowanych detektorów z każdej serii.

Rysunek 41 przedstawia schemat budowy detektora wykonanego z warstwy GaSb_NS7 wraz z jego strukturą pasmową. Przyrząd zbudowany jest z 120 okresów T2SL 12.5 monowarstw (ML) InAs/5 ML AlSb stanowiących dolny kontakt elektryczny. Obszar ten jest domieszkowany GaTe na poziomie $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Szersza przerwa energetyczna tej supersieci w stosunku do przerwy absorbera sprzyja tłumieniu prądów ciemnych. Warstwa ta została osadzona na podłożu GaSb domieszkowanym Te o orientacji (100). Następnie osadzone zostały warstwy obszaru relaksacji, o całkowitej grubości 75 nm. Obszar ten zbudowany jest z T2SL InAs/AlSb o zmiennej szerokości (co pokazano na schemacie pasmowym). Kolejnymi warstwami są obszar bariery dla

elektronów oraz obszar absorbera. Wszystkie warstwy stanowiące bariery oraz absorber są obszarami intencjonalnie niedomieszkowanymi. Zatem, transport w obszarze absorbera zależy od dynamiki nośników samoistnych. Dla przykładu, koncentracja samoistna nośników w tym obszarze w temperaturze 300 K równa jest $8.9 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Każdy absorber zbudowany jest z 28 warstw T2SL InAs/GaSb (9 ML/9 ML). Całkowita grubość każdego absorbera d wynosi 153 nm i jest mniejsza od długości drogi dyfuzji nośników. Jak już zostało wspomniane w poprzednim rozdziale, pojedynczy stopień kaskady składa się z obszaru relaksacji (bariera dla dziur), absorbera i obszaru tunelowania (bariera dla elektronów). Badana struktura złożona jest z siedmiu takich stopni. Górny kontakt elektryczny zbudowany z GaSb domieszkowanym Be na poziomie $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ jest poprzedzony cienką 2 nm warstwą AlSb, która zapobiega tunelowaniu nośników. Bardziej szczegółowy opis procedury wzrostu znajduje się w pracy Gautam i wsp. [86].

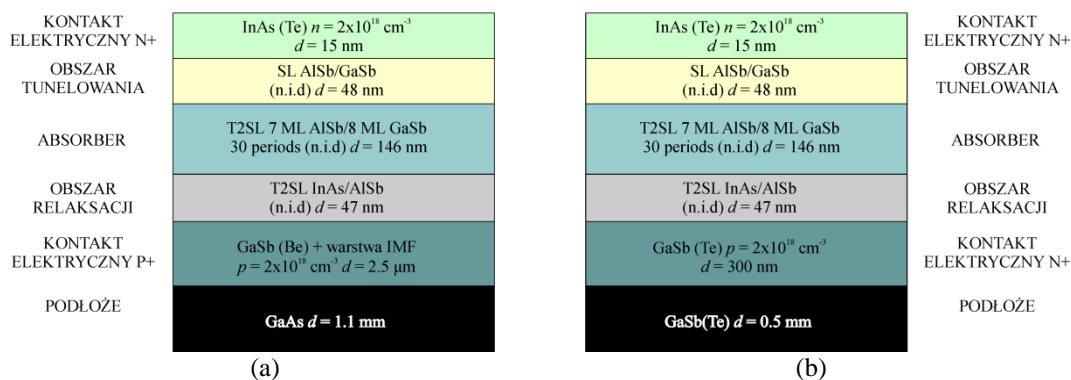
Po etapie wzrostu struktury metodą MBE przeprowadzony został klasyczny proces technologiczny składający się z fotolitografii oraz trawienia "suchego" metodą ICP (z jęz. ang. *inductively coupled plasma*) w celu ukształtowania struktury typu "mesa". Ostatnim etapem było wykonanie kontaktów elektrycznych poprzez naparowanie Ti/Pt/Au. Badane detektory posiadały powierzchnie elektryczne oraz optyczne równe odpowiednio $1.6 \times 10^{-7} \text{ m}^2$ i $3.14 \times 10^{-8} \text{ m}^2$.



Rysunek 41. Schemat budowy oraz struktura pasmowa warstwy epitaksjalnej GaSb_NS7. ML oznacza monowarstwy, a n.i.d brak intencjonalnego domieszkowania.

Kolejne analizowane w rozprawie detektory były wykonane z warstw GaSb_NS5 i GaAs_NS5. Architektura obu warstw epitaksjalnych jest do siebie bardzo zbliżona, co zostało pokazane na rysunku 42. Struktura GaSb_NS5 została osadzona na

dopasowanym sieciowo podłożu GaSb, a struktura GaAs_NS5 na półizolacyjnym, niedopasowanym sieciowo podłożu GaAs wraz z warstwą buforową GaSb osadzoną w trybie wzrostu IMF (w jęz. ang. *interfacial misfit*, IMF). Oba podłoża miały orientację (100). Tryb wzrostu IMF umożliwia uzyskanie wysokiej jakości, grubej warstwy GaSb na podłożu GaAs i wyjątkowo niskiej gęstości defektów $< 10^5 \text{ cm}^{-2}$. Innymi słowy, warstwa buforowa GaSb zapewnia niezbędne dopasowanie sieciowe pomiędzy podłożem a warstwami epitaksjalnymi. Dokładny opis tej metody można znaleźć w pracach Huang i wsp. [90], [91]. Grubość podłoża GaAs 1.1 mm była podyktowana możliwością wykonania z niego zintegrowanej ze strukturą hiperhemisferycznej soczewki immersyjnej. Ponadto, podłoża z GaAs są oferowane w większych rozmiarach oraz niższej cenie niż podłoża z GaSb.



Rysunek 42. Schemat budowy warstw epitaksjalnych GaAs_NS5 (a) i GaSb_NS5 (b).

Dolny kontakt elektryczny stanowi w obu przypadkach warstwa GaSb. W przypadku próbki na podłożu GaSb ma on grubość 300 nm i jest domieszkowany Te na poziomie $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, a dla próbki na GaAs ma grubość 2.5 μm (z uwzględnieniem warstwy buforowej) i jest domieszkowany Be na poziomie $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Jest to jedyna różnica w architekturze powyższych warstw epitaksjalnych. W dalszej kolejności osadzono pięć identycznych stopni kaskady. Każdy z nich składa się z T2SL InAs/AlSb typu "staggered" o grubości 47 nm, która stanowi obszar relaksacji, absorbera z T2SL InAs/GaSb (7 ML/8 ML) o całkowitej grubości 146 nm oraz obszaru tunelowania zbudowanego z supersieci I rodzaju AlSb/GaSb. Wszystkie wymienione warstwy są, podobnie jak w przypadku detektora GaSb_NS7 nieintencjonalnie domieszkowane. Górny kontakt elektryczny o $d = 15 \text{ nm}$ zbudowany jest z InAs domieszkowanego Te na poziomie $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

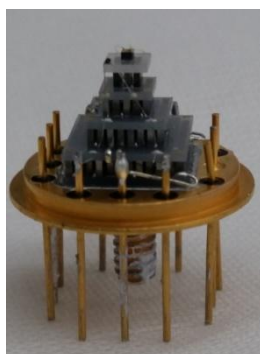
Dalszy proces technologiczny został przeprowadzony w laboratorium Zakładu Fizyki Ciała Stałego w Wojskowej Akademii Technicznej. Wykonano struktury typu "mesa" o wymiarach $400 \times 400 \mu\text{m}$ metodą trawienia "na mokro" przy użyciu roztworu

$H_3PO_4 + C_6H_8O_7 + H_2O_2 + H_2O$ w proporcjach 1:1:4:16. Ostatnim etapem było naporowanie złotych kontaktów elektrycznych. Zbocza struktur typu "mesa" nie były pasywowane.

4.2.1 Analiza charakterystyk elektrycznych

W niniejszym podrozdziale zaprezentowane są podstawowe charakterystyki elektryczne detektora o numerze roboczym #1_GaSb_NS7 wykonanego z warstwy GaSb_NS7 opisanej na początku rozdziału 4.2. Jak już wspomniano, podstawowymi charakterystykami elektrycznymi są charakterystyki prądowo-napięciowe oraz zależność rezystancji dynamicznej w funkcji polaryzacji. Opis stanowisk i metod pomiarowych znajduje się w podrozdziale 4.1.1.

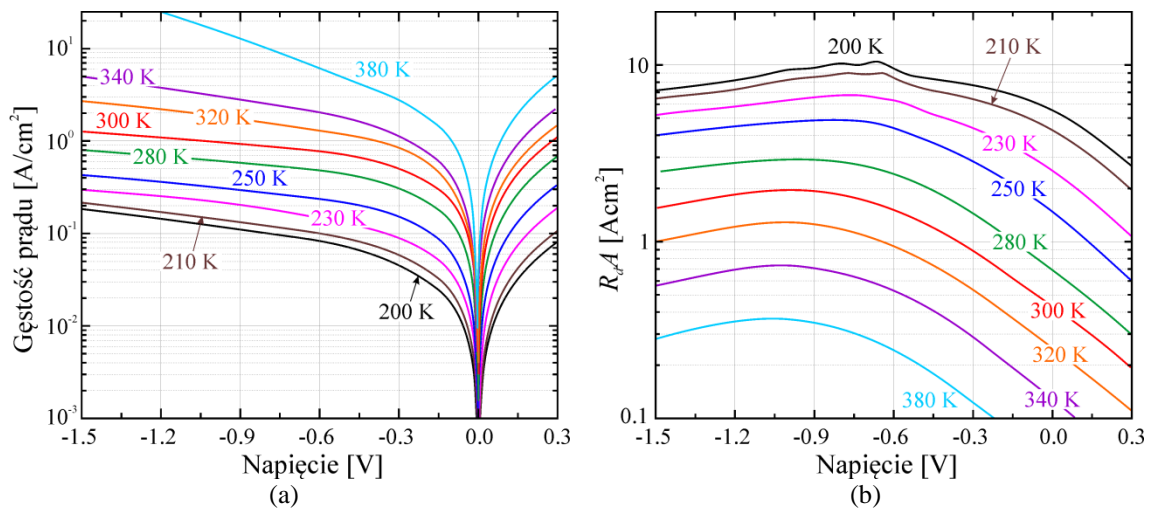
Wybrany do prezentacji wyników detektor został zmierzony w funkcji temperatury w zakresie temperatur uzyskiwanych w chłodziarkach termoelektrycznych i wyższych, to znaczy w zakresie 200-380 K. W tym celu umieszczono go na czterostopniowej chłodziarce Peltiera, co zostało pokazane na rysunku 43.



Rysunek 43. Detektor #1_GaSb_NS7 na 4-stopniowej chłodziarce Peltiera zamontowany na podstawie TO-8.

Wykres gęstości prądu w funkcji napięcia zasilania ($J-U$) w zakresie temperatur 200-380 K przedstawiono na rysunku 44a. Ze wzrostem temperatury pracy detektorów gęstość prądu ciemnego rośnie zarówno dla polaryzacji w kierunku zaporowym jak i w kierunku przewodzenia - nie ulega nasyceniu w żadnej z badanych temperatur. Jest to zjawisko niekorzystne, związane z większą generacją termiczną nośników prądu. Wpływa to negatywnie na osiągi i parametry pracy detektorów podczerwieni. Dla napięcia zasilania -10 mV, w temperaturze 300 K, gęstość prądu jest równa $\sim 2 \times 10^{-2} \text{ A/cm}^2$, podczas gdy w temperaturze 200 K wartość ta ulega obniżeniu do $\sim 1.5 \times 10^{-3} \text{ A/cm}^2$. Wysoka wartość gęstości prądu może być wynikiem prądów tunelowych przez centra pułpkowe oraz dużych prądów upływności powierzchniowej.

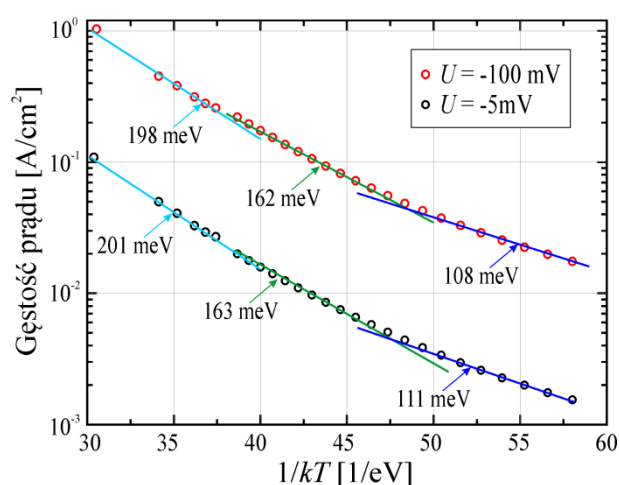
Na podstawie charakterystyk prądowo-napięciowych wyznaczono rezystancje dynamiczne ICIP. Zależność iloczynu rezystancji dynamicznej i powierzchni detektora w funkcji przyłożonego napięcia zasilającego pokazano na rysunku 44b. Polaryzowanie detektorów podczerwieni sprawia, że ich szybkość odpowiedzi wzrasta (podrozdział 4.2.3). Aby stosować jak najniższe napięcia polaryzacji pożądanym jest, aby maksymalna wartość rezystancji dynamicznej przypadała jak najbliżej zerowej wartości napięcia zasilającego. Wartości rezystancji przy polaryzacji równej zero w temperaturze 300 K i 200 K są równe odpowiednio 264 Ω i 3.5 k Ω . Wzrost temperatury pracy detektora powoduje przesunięcie maksimum rezystancji dynamicznej w kierunku wyższych napięć oraz zmniejszenie jej wartości maksymalnej. Przykładowo, w temperaturze 300 K wartość maksymalna tego parametru uzyskiwana jest przy napięciu -1 V, natomiast w temperaturze 200 K przy -0.65 V. Jednocześnie wartość $R_d A(max)$ przy takim obniżeniu temperatury wzrasta blisko pięciokrotnie.



Rysunek 44. Charakterystyka gęstości prądu ciemnego (a) oraz iloczynu $R_d A$ (b) detektora #1_GaSb_NS7 w funkcji napięcia zasilania w wybranych temperaturach z zakresu 200-380 K.

Wykresy Arrheniusa pozwalają określić energie aktywacji procesów termicznych. Otrzymuje się je aproksymując punkty pomiarowe funkcją wykładniczą. Na rysunku 45 zestawiono wykresy Arrheniusa przy napięciu zaporowym 100 mV i 5 mV. Na podstawie aproksymacji punktów pomiarowych łatwo zauważyć, że dla wysokich temperatur, powyżej 250 K, energia aktywacji E_a jest zdecydowanie wyższa niż w zakresie temperatur 200-250 K. Dla napięcia zasilającego -100 mV, energia aktywacji wynosząca 162 mV jest równa w przybliżeniu $\sim E_g/2$, co może wskazywać, że w tym zakresie temperatur (250-300 K) przepływ prądu ciemnego jest zdominowany przez rekombinację SRH. W niższym zakresie temperatur (200-245 K), dla tego samego napięcia zasilającego, E_a jest równa 108 meV, a zatem jest mniejsza od $E_g/2$. Wskazuje

to najczęściej na obecność kanałów upływności powierzchniowej. Natomiast, dla temperatur powyżej 300 K wyznaczona energia aktywacji (~200 meV) jest bliższa szerokości przerwy energetycznej wskazując, że dominującym mechanizmem przepływu prądu w tym zakresie temperatur jest mechanizm dyfuzyjny. Nie zaobserwowano znacznych różnicy w energiach aktywacji dla różnych napięć zasilania. Charakter zmian E_a przy niższym napięciu zasilającym jest zbliżony do opisanego powyżej przy -100 mV. Inne detektory z tej samej warstwy epitaksjalnej wykazują podobne energie aktywacji w opisanych zakresach temperatur, natomiast energia aktywacji wyznaczona dla temperatur < 200 K osiąga zdecydowanie niższe wartości, co potwierdza, że udział prądów upływności w tym zakresie wzrasta.

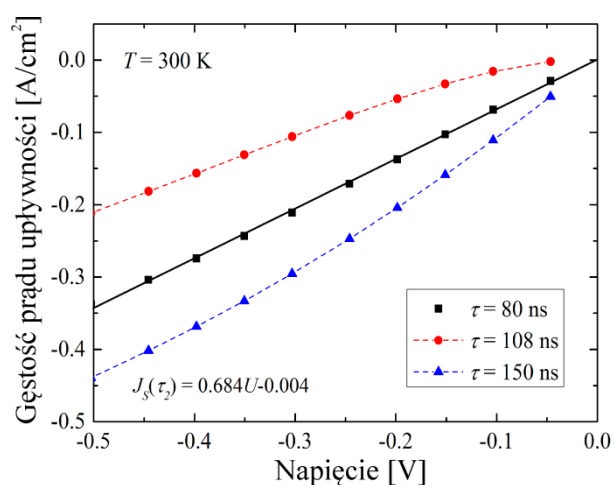


Rysunek 45. Wykres Arrheniusa gęstości prądu ciemnego detektora #1_GaSb_NS7 dla napięcia zasilania -100 mV oraz -5 mV. Linie ciągłe są wynikiem dopasowania do wyników eksperymentalnych i wskazują na wartość energii aktywacji.

W związku z zaobserwowaniem prądów upływności powierzchniowej podjęto się analizy teoretycznej charakterystyk prądowo-napięciowych, jednocześnie porównując je ze zmierzonymi eksperymentalnie. W tym celu wykorzystany został model teoretyczny opisany w rozdziale 3.1. Obszar relaksacji nośników odgrywa podobną rolę do regionu zubożenia w konwencjonalnym złączu p-n zapewniając przepływ prądu w jednym kierunku. Z tego względu średni prąd ciemny J_d przepływający przez przyrząd jest opisany równaniem (36). Jednakże, zastosowany model teoretyczny nie uwzględnia efektów związanych z tunelowaniem nośników, dlatego wyniki teoretyczne gęstości prądu objętościowego J_b zostały porównane z prądami zmierzonymi eksperymentalnie J_{exp} , jak również średnią wartością gęstości prądu upływności J_s . Uwzględniając powyższe, prąd przepływający przez strukturę można zapisać jako sumę prądu objętościowego oraz upływności powierzchniowej:

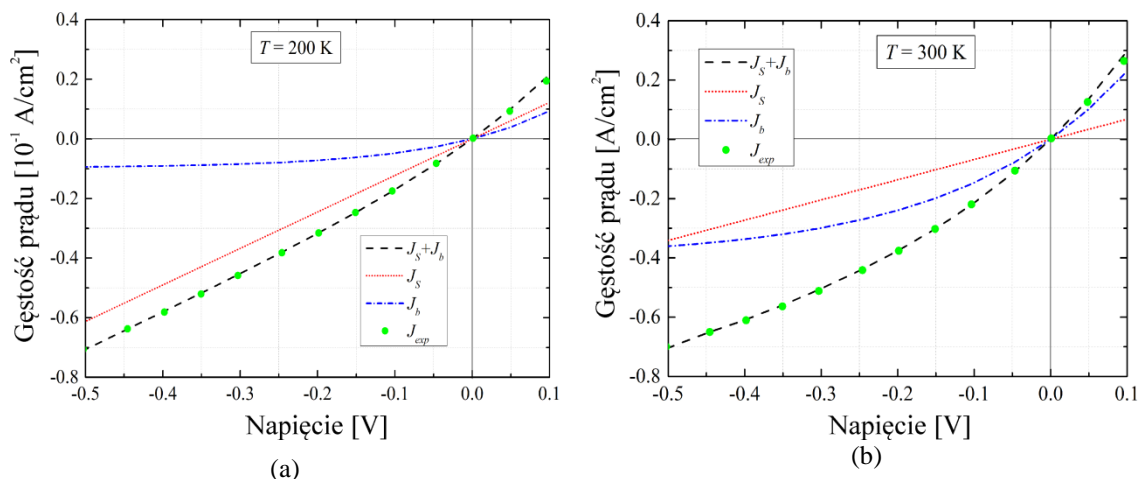
$$J = J_b + J_s. \quad (53)$$

Prawidłowe dopasowanie teoretycznych charakterystyk J - U do zmierzonych eksperymentalnie wymaga znajomości czasu życia nośników. Właściwe oszacowanie tego parametru jest bardzo trudne. W tym celu, równocześnie ze zmianą czasu życia nośników, badano zależność prądu upływności J_S w funkcji przyłożonego napięcia zasilającego, która powinna mieć charakter liniowy. Pożądany charakter zmian uzyskuje się tylko dla wąskiego zakresu wartości τ . Rysunek 46 obrazuje zmiany prądu upływności w funkcji przyłożonego napięcia dla różnych czasów życia nośników w $T = 300$ K. Liniową zależność J_S uzyskuje się dla wartości τ równej 108 ns. Przedstawiona zależność została przeanalizowana w zakresie temperatur od 200 K do 300 K.



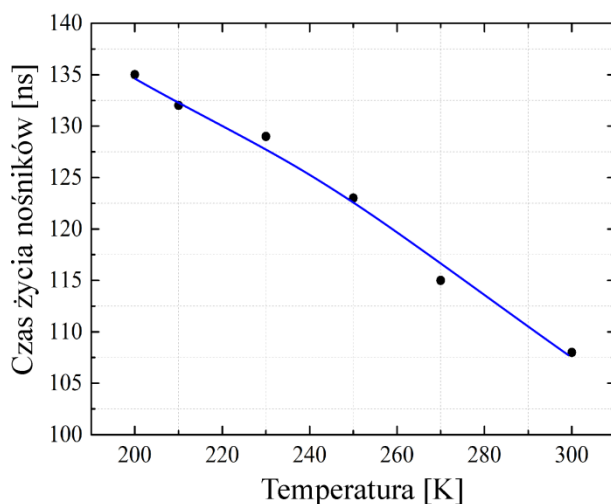
Rysunek 46. Gęstość prądu upływności #1_GaSb_NS7 w funkcji przyłożonego napięcia dla trzech różnych czasów życia nośnika przy $T = 300$ K z równaniem linii trendu dla $\tau = 108$ ns.

Rysunek 47 pokazuje wpływ prądu objętościowego i prądu upływności na kształt całkowitego prądu ciemnego przepływającego przez ICIP w temperaturze 200 K i 300 K. Punktami zostały oznaczone pomiary eksperymentalne, które odpowiadają charakterystykom pokazanym na rysunek 44a. Jak można zauważyć, w zakresie napięć od -0.5 V do 0.1 V wyniki eksperymentalne nie różnią się znacząco od obliczonych wartości teoretycznych.



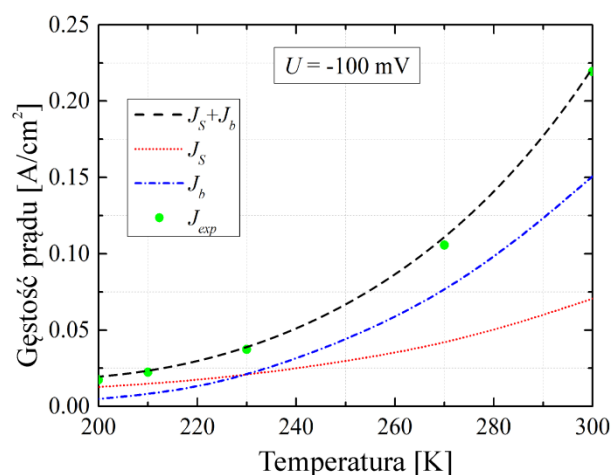
Rysunek 47. Porównanie zmierzonych charakterystyk J - U detektora #1_GaSb_NS7 z obliczonymi teoretycznie dla temperatury 200 K (a) i 300 K (b).

Wyznaczony parametr dopasowania (czas życia nośników) w funkcji temperatury pokazano na rysunku 48. Czas życia nośników wzrasta od 108 ns do 135 ns przy obniżaniu temperatury z 300 K do 200 K.



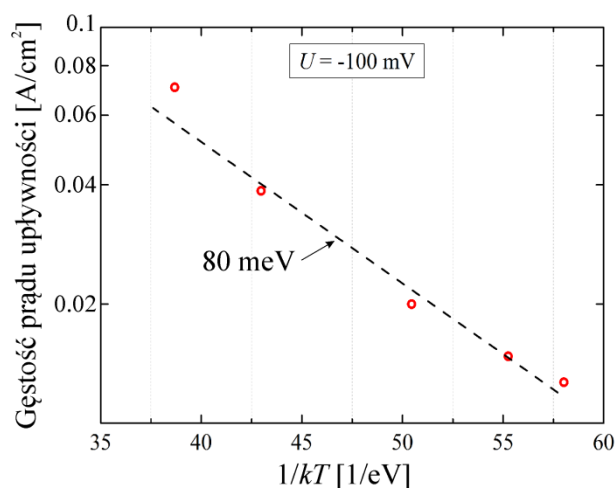
Rysunek 48. Wykres wyznaczonych czasów życia nośników w funkcji temperatury dla detektora #1_GaSb_NS7.

Procentowy udział prądu upływności wzrasta wraz ze spadkiem temperatury, na przykład w temperaturze 300 K prąd J_S stanowi 32% całkowitego teoretycznego prądu przepływającego przez przyrząd, zaś przy 200 K udział tego prądu wzrasta do 72% (patrz rysunek 49). W temperaturze 235 K wartość prądu upływności jest równa wartości prądu objętościowego. Zatem, zmierzona niska czułość prądowa (rysunek 52) wynika z dużych prądów upływności powierzchniowej w tych strukturach ICIP.



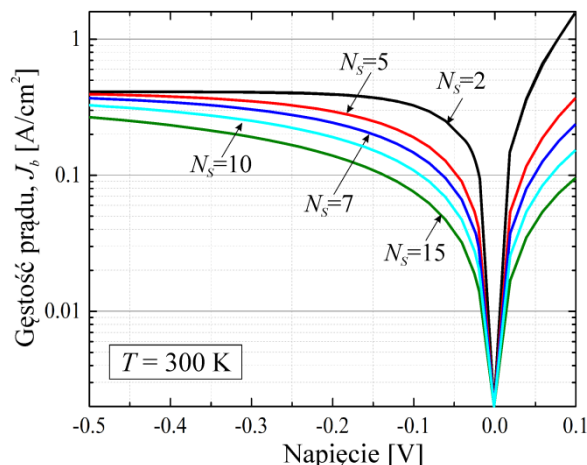
Rysunek 49. Porównanie zmierzonych i obliczonych teoretycznie prądów płynących przez detektor #1_GaSb_NS7 w funkcji temperatury.

Na rysunku 50 przedstawiono wykres Arrheniusa J_S . Energia aktywacji jest równa 80 meV. Wartość ta jest porównywalna z niskotemperaturową wartością uzyskaną na rysunku 45. Potwierdza to zdecydowany udział prądów upływności w całkowitym prądzie płynącym przez strukturę, szczególnie w zakresie niskich temperatur.



Rysunek 50. Wykres Arrheniusa gęstości prądu upływności detektora #1_GaSb_NS7 dla napięcia zasilania -100 mV. Linie ciągłe są wynikiem dopasowania do wyników eksperymentalnych i wskazują na wartość energii aktywacji.

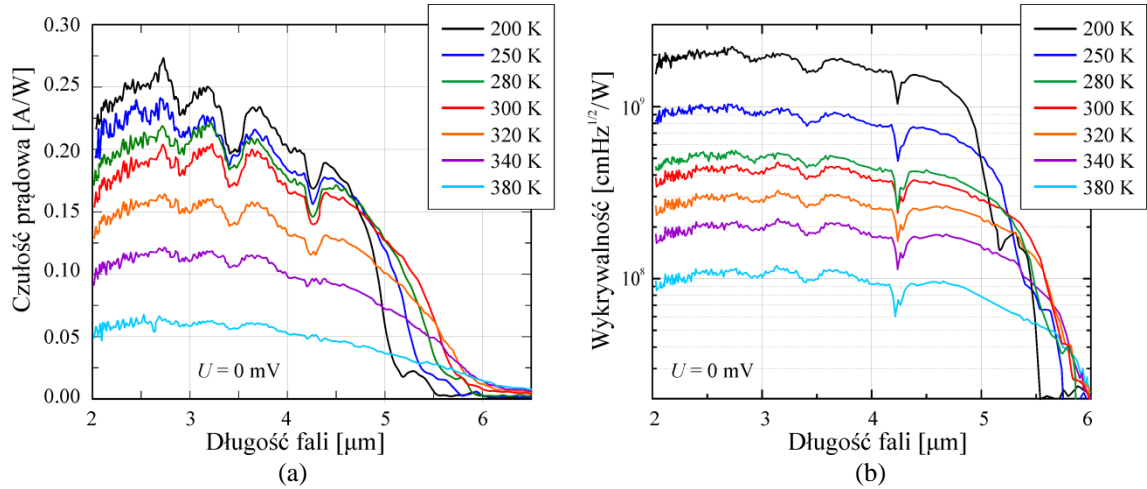
Na podstawie powyżej opisanego dopasowania, które pozwoliło na wyznaczenie czasów życia nośników w badanej strukturze, można było teoretycznie obliczyć prąd objętościowy w zależności od liczby stopni w kaskadzie. Wyniki zostały przedstawione na rysunku 51. Zgodnie z oczekiwaniami prąd ciemny maleje wraz z liczbą stopni w kaskadzie.



Rysunek 51. Teoretycznie wyznaczony prąd ciemny J_b w funkcji przyłożonego napięcia dla różnej liczby kaskad.

4.2.2 Analiza charakterystyk spektralnych

Parametrem wiążącym odpowiedź prądową z padającym promieniowaniem jest czułość prądowa. Na rysunku 52a przedstawiono charakterystyki widmowe czułości prądowej w zakresie temperatur 200-380 K. Opis i metoda pomiaru charakterystyk optycznych znajduje się w podrozdziale 4.1.2. Tak jak w rozdziale poprzednim, do prezentacji wyników wybrany został detektor #1_GaSb_NS7. Mierzony detektor osiąga maksymalną wartość $R_i = 0.25$ A/W w temperaturze 200 K i 0.2 A/W w $T = 300$ K. Wartości czułości prądowej są niskie w porównaniu do zmierzonych przez Pusz i wsp. [92]. Ponadto, w przeciwieństwie do wspomnianych danych literaturowych wartość czułości zmienia się w niewielkim stopniu wraz temperaturą z zakresu 200-300 K. Natomiast w temperaturach pracy powyżej 300 K R_i zdecydowanie się zmniejsza. Zmiany te są związane z zależnością długości drogi dyfuzji nośników od temperatury. Rysunek 52b przedstawia wykrywalność detektora w funkcji długości fali w zakresie temperatur 200-380 K. Parametr ten został obliczony na podstawie zmierzonych charakterystyk czułości prądowej. Dla badanego ICIP $D^* = 3.7 \times 10^9$ cmHz^{1/2}/W w 300 K i $D^* = 1.5 \times 10^{10}$ cmHz^{1/2}/W w 200 K dla $\lambda = 4.4$ μ m.



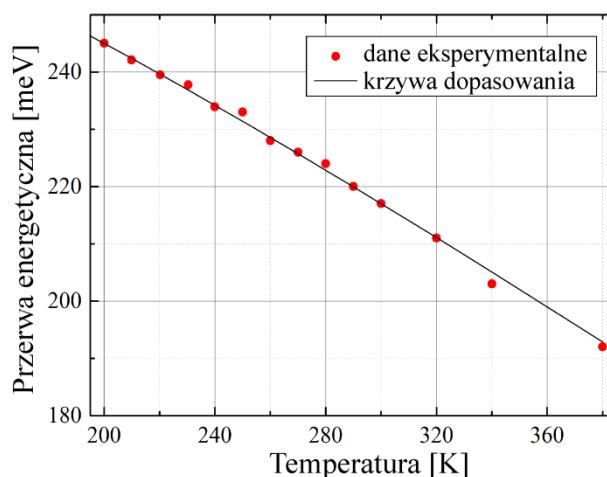
Rysunek 52. Czulość prądowa (a) i wykrywalność (b) detektora #1_GaSb_NS7 w funkcji długości fali w wybranych temperaturach z zakresu 200-380 K.

Długofalowa granica czulości (przy spadku R_i do 50 %) zmniejsza się z $5.80 \rightarrow 4.81 \mu\text{m}$ przy obniżeniu temperatury z 380 K do 200 K. Dla $\lambda > \lambda_{\text{cut-off}}$ można zaobserwować niewielki wzrost czulości spowodowany wzrostem współczynnika absorpcji w postaci tak zwanego "ogona absorpcji" (zwanego ogonem Urbacha). Obserwowany wzrost współczynnika absorpcji w pobliżu jej krawędzi tłumaczy się dodatkowymi przejściami energetycznymi wewnątrz przerwy energetycznej. Kształt i rozmiar "ogonów" zależy od obecności defektów, domieszek oraz stanów powierzchniowych [93], [94].

Poprzez wykreślenie kwadratu czulości prądowej w funkcji energii, a następnie ekstrapolację regionu niskiej energii do zera za pomocą dopasowania liniowego, można wyznaczyć przerwę energetyczną warstwy absorpcyjnej T2SL 9 ML InAs/9 ML GaSb, co jest interpretowane jako energia przejścia między pierwszym minipasmem dziur ciężkich a pierwszym minipasmem elektronów. Rysunek 53 pokazuje zależność przerwy energetycznej (wyznaczoną metodą opisaną powyżej) od temperatury. Zależność temperaturową przerwy energetycznej półprzewodników z grupy III-V można aproksymować zależnością Varshniego [95]:

$$E_g(T) = E_0 - \frac{\alpha T^2}{T + T_0}, \quad (54)$$

gdzie T_0 i α oznaczają odpowiednio parametry dopasowania dla danego materiału, a E_0 przerwę energetyczną w 0 K. W przypadku analizowanego detektora parametry te wynoszą odpowiednio: $E_0 = 280 \text{ meV}$, $\alpha = 0.35 \text{ meV/K}^{-1}$ i $T_0 = 200 \text{ K}$.



Rysunek 53. Zależność temperaturowa przerwy energetycznej absorbera. Ciągła linia jest aproksymacją zależności Varhniego o parametrach $\alpha = 0.35 \text{ meVK}^{-1}$, $T_0 = 200 \text{ K}$ oraz $E_0 = 280 \text{ meV}$.

4.2.3 Szybkość odpowiedzi

Jedną z zalet międzypasmowych detektorów kaskadowych jest ich krótki czas odpowiedzi. W rozdziale tym zebrano pomiary szybkości odpowiedzi czterech różnych detektorów z serii GaSb_NS7 (podrozdział 4.2) w zakresie 200-340 K (opis stanowiska pomiarowego - podrozdział 4.1.3).

Krótki czas odpowiedzi ICIP wynika z faktu, że transport optycznie generowanych nośników od miejsca generacji do punktu zbierania odbywa się na niewielkim odcinku w każdym stopniu kaskady, znacznie krótszym niż typowa długość drogi dyfuzji. Ponadto, nakładanie się funkcji falowych w T2SL (obszar relaksacji) powoduje, że wewnątrzpasmowy (między minipasmami) czas relaksacji (np. czas rozpraszania na fononach $\approx 1 \text{ ps}$) jest znacznie krótszy niż czas rekombinacji pasmo-pasmo ($\approx 1 \text{ ns}$ lub $\approx 0.1 \text{ ns}$ w wysokich temperaturach z silniejszą rekombinacją Augera). W rezultacie optycznie wzbudzone elektrony w obszarze aktywnym są wydajnie przenoszone do kolejnego stopnia kaskady.

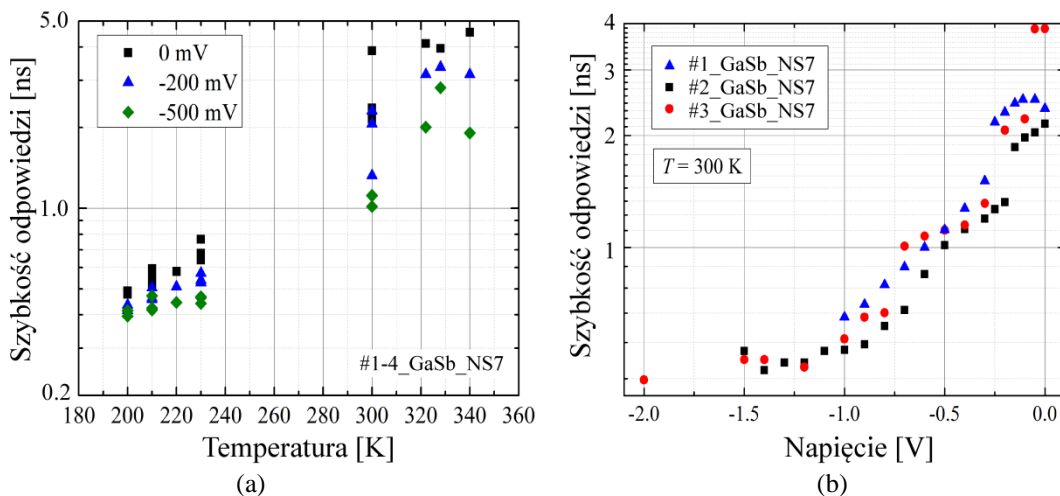
Zasadniczo czas odpowiedzi zależy głównie od czasu dryftu τ_{dr} (w typowym złączu p-n jest to czas transportu przez obszar złącza) oraz czasu dyfuzji nośników od miejsca generacji do punktu ich zbierania τ_{dif} (kontaktu elektrycznego). Nośniki generowane w miejscach oddalonych od obszaru ładunku przestrzennego, pod warunkiem, że długość ich drogi dyfuzji jest większa niż grubość absorbera, wymagają pewnego czasu na dyfuzję do złącza. Jeżeli grubość absorbera jest porównywalna lub grubsza niż L , szybkość odpowiedzi jest zdeterminowana czasem rekombinacji nośników. Problem dyfuzji przestaje istnieć, jeżeli generacja nośników odbywa się bezpośrednio w obszarze ładunku przestrzennego. Szybszą odpowiedź

można uzyskać dzięki transportowi dyfuzyjnemu w przyrządach o grubości absorbera mniejszej niż długość drogi dyfuzji. Dodatkowe ograniczenie może wynikać z impedancji pasożytniczych urządzenia, głównie stałej czasowej RC (τ_{RC}). Zatem, czas odpowiedzi detektora podczerwieni jest określony przez trzy elementy:

$$\tau \approx \tau_{RC} + \tau_{dif} + \tau_{dr}. \quad (55)$$

Czas dryftu silnie zależy od przyłożonego napięcia polaryzacji. Dla niskich napięć zasilających, szybkość odpowiedzi jest głównie zdeterminowana przez mechanizm dyfuzyjny. W przypadku cienkiego absorbera, fotogenerowane nośniki mogą szybciej dotrzeć do kontaktu elektrycznego, a w związku z tym detektor taki będzie szybszy niż taki sam detektor z grubszym absorberem. Zatem zmniejszenie grubości warstwy aktywnej prowadzi do poprawy szybkości odpowiedzi detektora. Jednocześnie, należy pamiętać, że zmniejszając grubość warstwy aktywnej zmniejsza się wydajność kwantowa przyrządu. Wynika z tego, że znalezienie optymalnej architektury detektora, w szczególności grubości absorbera, jest konieczne, aby uzyskać kompromis między tymi parametrami.

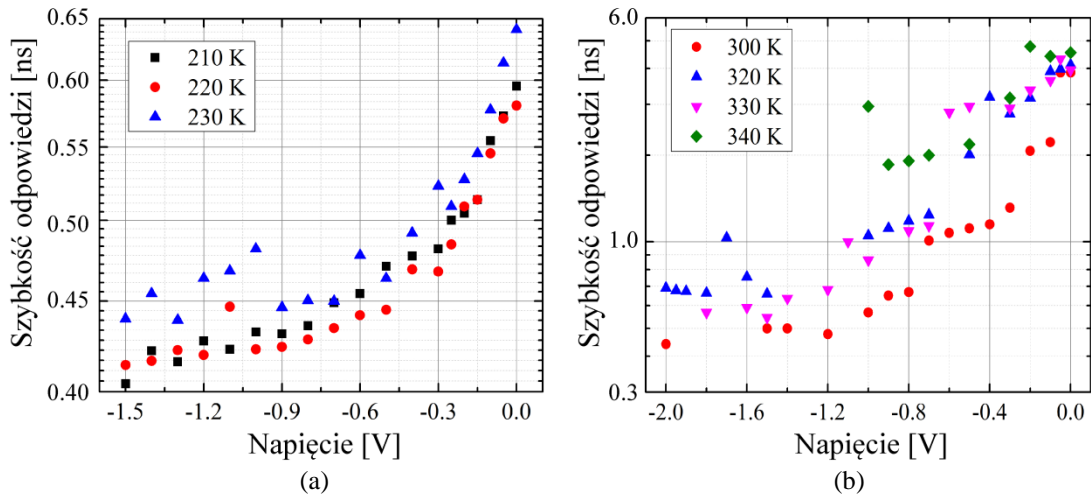
Szybkości odpowiedzi czterech detektorów (#1-4_GaAs_NS7) w funkcji temperatury dla wybranych napięć wstecznych (0 mV, 200 mV i 500 mV) pokazano na rysunku 54a. W badanym zakresie temperatur od 200 K do 340 K, przy danym napięciu, polaryzacji spadek temperatury powoduje wzrost szybkości przyrządu. W celu pokazania rozrzutu czasów odpowiedzi zestawiono wyniki pomiaru uzyskane dla detektorów #1-3_GaSb_NS7 w temperaturze 300 K w funkcji napięcia zasilającego (rysunek 54b).



Rysunek 54. Charakterystyka szybkości odpowiedzi w funkcji temperatury (a) oraz napięcia (b).

Jak można zauważyć, pomiary są do siebie zbliżone i potwierdzają szybką reakcję detektora na impuls optyczny. Ponadto, jak już było wspomniane, szybkość odpowiedzi

wzrasta wraz ze wzrostem napięcia zasilającego. Rysunki 55a i 55b pokazują również szybkość odpowiedzi detektora w funkcji napięcia zasilającego. W przypadku rysunku 55a (detektor #2_GaSb_NS7) zestawiono temperatury z zakresu 210-230 K, a na rysunku 55b (detektor #3_GaSb_NS7) temperatury ≥ 300 K. Efekt zmniejszania się czasu odpowiedzi detektora wraz z napięciem jest spowodowany skróceniem czasu dryftu, który jest odwrotnie proporcjonalny do napięcia polaryzacji.



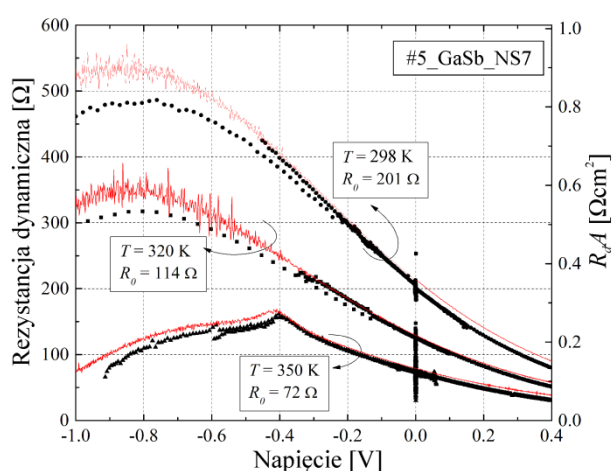
Rysunek 55. Charakterystyka szybkości odpowiedzi w funkcji napięcia detektora #2_GaSb_NS7 w zakresie temperatur 210-300 K (a) oraz #3_GaSb_NS7 w zakresie 300-340 K (b).

4.2.4 Charakterystyki szumowe detektora

Zgodnie z teorią przedstawioną w rozdziale 3.1, zwiększenie liczby stopni w kaskadzie ICIP powoduje spadek prądu szumu (i_n), który w przybliżeniu jest odwrotnie proporcjonalny do całkowitej liczby stopni. W związku z tym, istnieje możliwość maksymalizacji wykrywalności określonej wzorem (5). Z drugiej strony, w ciągu ostatniej dekady wiele uwagi poświęcono rezystancji dynamicznej i wydajności kwantowej przyrządów bazujących na T2SL. Większość grup badawczych skupiła się na poprawie tych dwóch kluczowych parametrów, zakładając, że jedynie szum termiczny (Johnsona) S_{Jn} i szum śrutowy S_{shot} ograniczają czułość detektora. Nie brano pod uwagę szumu niskoczęstotliwościowego $1/f$. Z tego względu, wykrywalność przyrządu obliczano zwykle na podstawie wzoru (10) uwzględniając iloczyn R_0A zamiast szumu mierzonego eksperymentalnie. Jednakże, w przypadku polaryzacji napięciowej detektorów podczerwieni działających w zakresie niskich częstotliwości szum $1/f$ może być wysoki. W takim przypadku wykrywalność nie może być określana jedynie przez szum termiczny, ale należy w obliczeniach uwzględnić również szum $1/f$. Z tego powodu w niniejszym rozdziale przedstawiono wyniki pomiarów szumu LF ICIP z $N_S = 7$ przeprowadzonych na Politechnice Rzeszowskiej. Badany detektor o numerze

roboczym #5_GaSb_NS7 został wykonany z warstwy GaSb_NS7 opisanej w podrozdziale 4.2. Pomiary przeprowadzono w funkcji temperatury w zakresie 300-350 K.

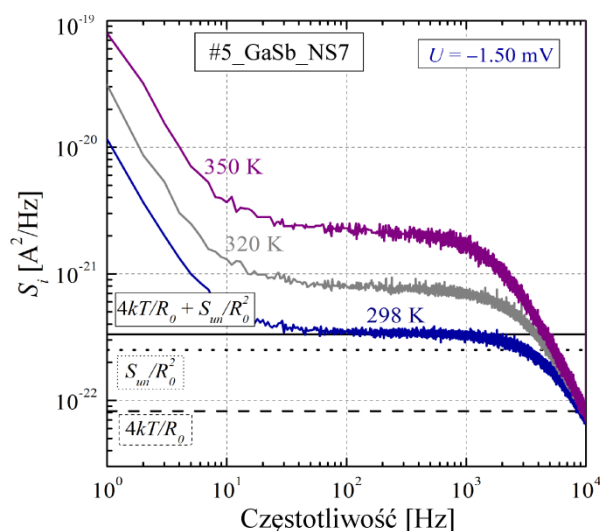
Charakterystyki rezystancji dynamicznej ICIP #5_GaSb_NS7 w funkcji napięcia zasilającego dla trzech temperatur: 298 K, 320 K i 350 K pokazano na rysunku 56. Na wykresie pionowa prawa oś przedstawia iloczyn $R_d A$. Rezystancja detektora została zmierzona dwoma sposobami, aby uniknąć błędów i niedokładności układu pomiarowego. Symbole na wykresie obrazują rezystancję detektora otrzymaną poprzez różniczkowanie krzywej $I-U$ w trakcie wykonywania pomiaru szumów, natomiast linie ciągłe przedstawiają wartość rezystancji wyznaczoną z charakterystyk $I-U$ zmierzonych na stanowisku pomiarowym opisanym w podrozdziale 4.1.1. Pomiary te zostały przeprowadzone w stałej temperaturze. Wartość rezystancji R_0 ulega obniżeniu wraz ze wzrostem temperatury. Rezystancja ICIP #5_GaSb_NS7 przy braku przyłożonego napięcia: 201 Ω , 114 Ω i 72 Ω odpowiada temperaturom 298 K, 320 K i 350 K. Wysoka wartość prądu ciemnego i niska rezystancja dynamiczna są związane z obecnością prądów upływności (podrozdział 4.2.1).



Rysunek 56. Charakterystyka $R_d A$ detektora #5_GaSb_NS7 w funkcji napięcia zasilania w temperaturze 298 K, 320 K i 350 K.

Rysunek 57 przedstawia gęstość widmową mocy prądu szumów S_i detektora #5_GaSb_NS7, zmierzoną przy ujemnym napięciu $U = -1.4$ mV w temperaturze 298 K, 320 K i 350 K. Na podstawie wykresów widać, że gęstość widmowa mocy szumu rośnie wraz ze wzrostem temperatury. Wykres uzyskany w temperaturze 298 K przedstawia typowe widmo szumu, które można podzielić na trzy części. Początkowo, w małym zakresie częstotliwości szum maleje wraz ze wzrostem f , następnie osiąga wartość stałą - między 20 a 2000 Hz, odpowiadającą poziomowi szumu białego

detektora. Trzecia część jaką możemy wyróżnić to zakres dużych częstotliwości przy których szybki spadek mocy szumu wraz z częstotliwością spowodowany jest osiągnięciem maksymalnego zakresu pracy wzmacniacza. Proste czarne linie przedstawiają teoretycznie obliczoną gęstość mocy szumu prądowego zgodnie z równaniem $4kT/R_0 + S_{um}/R_0^2$. Linie przerywane i kropkowane obrazują odpowiednie składniki powyższego równania. Przy wysokich temperaturach i zerowym obciążeniu szum śrutowy S_{shot} i szum prądowy wzmacniacza S_{is} są nieistotne. Stała wartość szumu białego (płaski obszar na wykresie) odpowiada teoretycznemu szumowi Johnsona, co jest wskaźnikiem dobrej jakości detektora.



Rysunek 57. Gęstość widmowa mocy prądu szumów S_i detektora #5_GaSb_NS7 zmierzona dla napięcia $U = -1.5$ mV w temperaturach 298 K, 320 K i 350 K. Linie ciągła, kreskowana i kropkowana przedstawiają poszczególne komponenty szumu.

Niestety, analiza widma w zakresie niskich częstotliwości jest trudniejsza. W celu uzyskania informacji o naturze i właściwościach szumu $1/f$ wykonano pomiary gęstości widmowej mocy prądu szumu S_i przy różnych napięciach zasilających. Rysunek 58 przedstawia gęstość widmową mocy prądu szumów S_i detektora #5_GaSb_NS7 przy różnych wartościach dodatniego i ujemnego napięcia zasilającego. Przedstawione widma zmierzono w zakresie częstotliwości $1-10^4$ Hz, w temperaturze $T = 298$ K. Dla zachowania przejrzystości wykresów, nie umieszczono wszystkich zarejestrowanych widm. Kolory oznaczają pomiary wykonane przy różnych zakresach wzmacniacza (zakresy pokazano w ramce na rysunkach). Zasadniczo, charakterystyki wykazują kształt typu $1/f$ i wartości mocy prądu szumu rosną wraz ze wzrostem przyłożonego napięcia. Proste czerwone linie na rysunku 58 pokazują idealne nachylenie krzywej typu $1/f$. Ponieważ szum ten związany jest z procesami generacyjno-

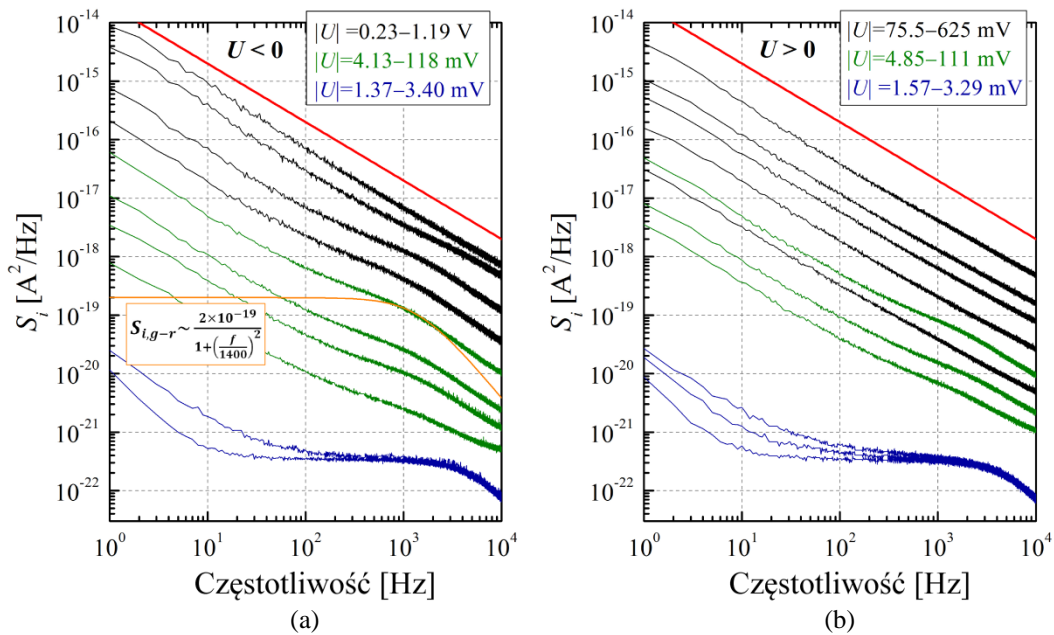
rekombinacyjnymi ($G-R$) nośników ładunku, jego widmo ma charakter krzywej danej równaniem:

$$S_{i,G-R} \sim \frac{B}{1 + \left(\frac{f}{f_c}\right)^2}, \quad (56)$$

gdzie B jest wartością stałą, a f_c jest częstotliwością graniczną odwrotnie proporcjonalną do stałej czasowej losowego procesu generacyjno-rekombinacyjnego związanego z daną pułapką. Częstotliwość ta, jest zależna od energii aktywacji tej pułapki:

$$f_c = f_0 \exp\left(\frac{-E_a}{kT}\right). \quad (57)$$

W przypadku, gdy dany proces generacyjno-rekombinacyjny jest bardziej prawdopodobny, na charakterystyce widmowej szumu $1/f$ może pojawić się charakterystyczny "garb" w pobliżu częstotliwości f_c . Krzywa ilustrująca szum $G-R$ opisany równaniem (56) dla 1 V przy $f_c = 1400$ Hz została narysowana kolorem pomarańczowym na rysunku 58a.



Rysunek 58. Gęstość widmowa mocy prądu szumów S_i zmierzona dla detektora #5_GaSb_NS7 w 298 K dla napięcia ujemnego ($U < 0$) (a) oraz dodatniego ($U > 0$) (b) przy różnych wartościach napięcia zasilającego (podane na rysunku). Poszczególne kolory dotyczą pomiarów wykonanych przy różnych zakresach pomiarowych wzmacniacza.

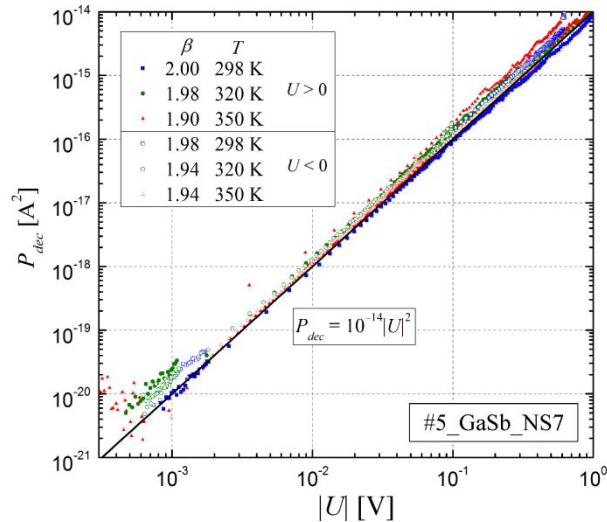
Odchylenia od idealnego kształtu widma szumu $1/f$ obserwowane są zarówno dla dodatniego, jak i ujemnego napięcia zasilającego. W związku z tym, powszechnie używanym parametrem charakteryzującym ten szum jest gęstość widmowa mocy szumu przy częstotliwości 1 Hz, $C \equiv S_i(f = 1 \text{ Hz})$, wówczas:

$$S_i = \frac{C}{f}. \quad (58)$$

W przeciwieństwie do przyrządów omowych, w przypadku detektorów fotowoltaicznych, jak ICIP, parametr C zależy od przyłożonego napięcia zasilającego. Dlatego, w celu zdefiniowania średniej mocy szumu bardziej wiarygodną miarą jest charakterystyka mocy szumu w dekadzie częstotliwości, którą można wyznaczyć stosując wzór:

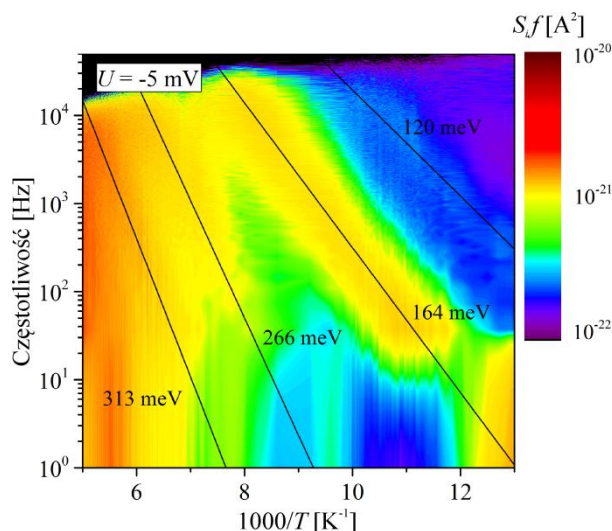
$$P_{dec} = \int_{f_1}^{f_2} S_i(f) df / \log\left(\frac{f_2}{f_1}\right). \quad (59)$$

Zatem P_{dec} można przełożyć na typowe miary natężenia szumu I/f zgodnie z zależnością $C = P_{dec}/\ln(10)$. Charakterystyki P_{dec} w funkcji napięcia zasilającego dla dwóch analizowanych ICIP w $T = 298$ K przedstawia rysunek 59. Uzyskano je przez odjęcie szumu tła. Zmierzone dla obu detektorów szумы (punkty pomiarowe) układają się zgodnie z zależnością $P_{dec} \sim |U|^\beta$. Wykładnik β w uzyskanej zależności jest równy w przybliżeniu 2 (odpowiednie wartości dla różnych kierunków napięcia podano na rysunku). Zależność ta potwierdza, że głównym źródłem szumu I/f w zakresie niskich napięć jest szum $G-R$ związany z prądem upływności powierzchniowej. W przypadku wyższych napięć rozrzut danych nie ma charakteru liniowego, a P_{dec} wyraźnie przekracza wartości wynikające z tej zależności. Rezystancja detektora wzrasta, a udział pozostałych prądów przepływających przez strukturę ICIP wpływa na wartość szumu I/f . W przypadku ICIP istnieje wiele źródeł tego szumu, między innymi prądy dyfuzyjne i prądy tunelowe międzypasmowe. Charakterystyki P_{dec} w funkcji napięcia zasilającego zostały wyznaczone dla wszystkich badanych temperatur - w każdym analizowanym przypadku parametr β jest w przybliżeniu równy 2.



Rysunek 59. Średnia moc szumów I/f w dekadzie częstotliwości P_{dec} policzona według równania (53) w funkcji napięcia zasilającego U . Pełne punkty dotyczą $U < 0$, a puste $U > 0$. Wartości β podane w ramce są wykładnikami w zależności $P_{dec} \sim C|U|^\beta$. Czarna prosta przedstawia równanie $P_{dec} \sim 10^{-14}|U|^2$.

W celu pokazania źródeł natury szumu G - R w ICIP, przeprowadzono pomiary spektroskopowe charakterystyk szumowych w szerokim zakresie temperatur. Wyniki eksperymentu pokazano jako "mapy szumów" na rysunku 60. Pokazują one iloczyn gęstości widmowej mocy prądu szumu S_i i częstotliwości f wykreślony w funkcji częstotliwości i odwrotności temperatury $1000/T$. Kolorowa skala odpowiada wartościom $S_i f$. Dla procesu, którego widmo jest opisane równaniem (56), produkt $S_i f$ osiąga maksimum dla częstotliwości f_c . Zmiana temperatury powoduje przesunięcie maksimum $S_i f$ zgodnie z równaniem (57). Czarne linie na mapach wskazują lokalne maksymalne wartości. Z nachylenia tych linii można oszacować energię aktywacji zachodzących procesów G - R . Zasadniczo, w systemie dwustanowym E_a jest zwykle utożsamiana z poziomem energii pułapki, która bezpośrednio wychwytuje lub emituje nośniki ładunku. Jednak w przypadku ICIP, nośniki w supersieci mogą być wychwytywane lub emitowane z/do różnych podpasm, więc nawet jeden poziom pułapki może generować kilka losowych procesów o różnych energiach aktywacji. Ponadto, wyznaczone energie aktywacji związane są również ze stanami powierzchniowymi detektora, dlatego też różnią się od energii aktywacji wyznaczonych z charakterystyk J - U . Cztery maksima związane z procesami G - R dla badanego detektora zaznaczono na wykresie. Natomiast, wszystkie wyznaczone wartości E_a dla napięcia zasilającego -5 mV zebrano w tabeli 5. Energie aktywacji dla innych wartości przyłożonego napięcia są bardzo zbliżone do przedstawionych poniżej.



Rysunek 60. Iloczyn S_f w funkcji częstotliwości i temperatury detektora #5_NS7 przy $U = -5$ mV. Kolorowa skala odpowiada wartościom S_f . Wartości podane na wykresie są energiami aktywacji procesów termicznych zaznaczonych ciągłymi liniami.

Tabela 5. Energie aktywacji przy ujemnej polaryzacji 5 mV w temperaturach z zakresu 77-300 K.

E_a [meV]	f_0 [Hz]
120	2.00×10^{10}
164	5.20×10^{10}
266	2.32×10^{12}
313	1.03×10^{12}
468	7.65×10^{12}

Największy wpływ na prąd ciemny w niskim zakresie temperatur mają efekty tunelowe, o czym świadczy wartość $E_a < E_g/2$. Przy energii aktywacji równej 120 mV częstotliwość f_c obliczona zgodnie z równaniem (57) wynosi 280 Hz. W wyższym zakresie temperatur, gdzie $E_a \approx E_g/2$, prąd ciemny jest zdominowany przez mechanizm rekombinacji SRH. Wynika to ze zmniejszania się prądów tunelowych wraz ze wzrostem temperatury. Na przykład, w temperaturze 100 K, $f_c = 282$ Hz dla $E_a = 164$ meV. $E_a > 300$ meV przekracza energię przerwy energetycznej, więc procesy prawdopodobnie związane są z pułapkowaniem nośników poprzez stany powierzchniowe. W temperaturze pokojowej, dla maksymalnej obserwowanej energii aktywacji, częstotliwość graniczna jest wyższa niż zmierzony zakres częstotliwości ($f_c = 9.3 \times 10^4$ Hz dla $E_a = 468$ meV).

Podsumowując, przeprowadzone pomiary wykazały, że szum o niskiej częstotliwości międzypasmowego detektora kaskadowego z absorberem T2SL InAs/GaSb zawiera szum I/f i szum $G-R$. Na podstawie przedstawionych wyników widać, że wykrywalność jest funkcją częstotliwości i napięcia. Dlatego porównując wyniki pomiarów z powszechnie definiowanym prądem szumowym (10), jesteśmy

w stanie zapisać ogólny wzór na prąd szumów dla dowolnej polaryzacji i częstotliwości:

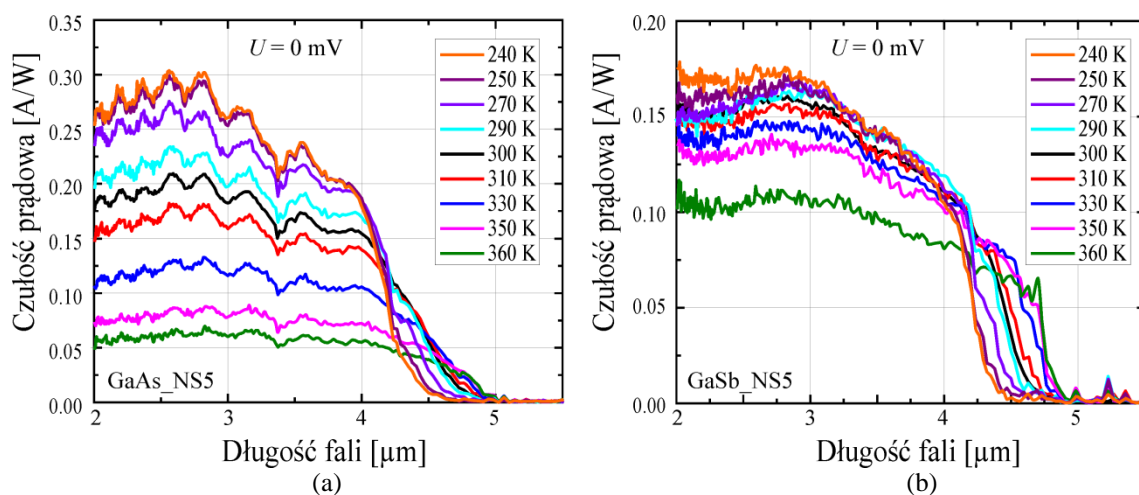
$$i_n(f) = \sqrt{\frac{4kT}{R} + 2qI + \frac{P_{dec}(I)}{f \ln 10}}. \quad (60)$$

Prawidłowa ocena poziomu szumu jest istotnym problemem, ponieważ parametr ten ma znaczący wpływ na wykrywalność określającą zdolności detekcyjne przyrządu.

4.2.5 Wpływ podłoża GaAs i GaSb na parametry detekcyjne ICIP

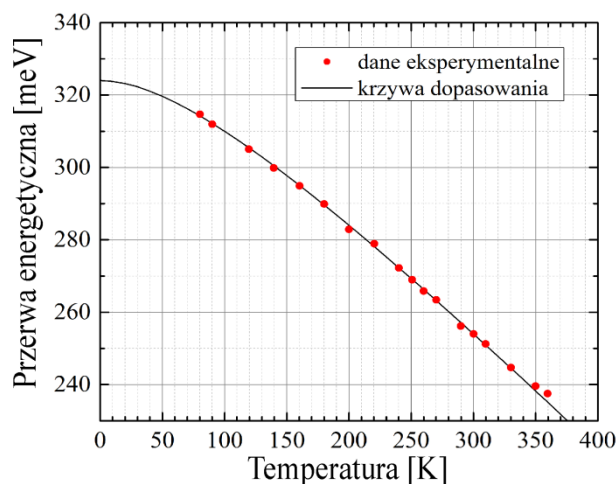
W celu określenia wpływu podłoża na parametry detekcyjne ICIP porównano parametry dwóch detektorów z warstw GaAs_NS5 i GaSb_NS5 osadzonych odpowiednio na podłożu GaAs i GaSb. Architektura tych detektorów została opisana na początku rozdziału 4.2.

Rysunek 61 przedstawia czułości prądowe zmierzone przy zerowym napięciu zasilającym w zakresie temperatur uzyskiwanych w chłodziarkach termoelektrycznych oraz wyższych. Jak widać na rysunkach, w przypadku obu detektorów, długofalowa granica czułości w 300 K wynosi około 4.3 μm . Obserwowane przesunięcie $\lambda_{cut-off}$ w kierunku dłuższych fal dla detektora osadzonego na GaAs może być spowodowane większymi naprężeniami sieci. Czułości prądowe badanych detektorów są niewiele wyższe niż czułości uzyskane dla ICIP o siedmiu stopniach w kaskadzie, który został opisany w poprzednim podrozdziale. W przypadku detektora osadzonego na GaSb, parametr ten w temperaturze 300 K równy jest około 0.20 A/W, a dla detektora osadzonego na GaSb 0.16 A/W. Zgodnie ze wzorem (4) detektory te osiągają wydajności kwantowe na poziomie 9% i 7%. Jednakże, oba przyrządy były oświetlane od góry, przez otwór o średnicy 230 μm , co powoduje, że dla takiej geometrii próbki, czułość prądowa jest obniżona. Oświetlenie detektora od dołu spowodowałoby wzrost czułości prądowej. Czułość prądowa detektora na GaSb zdecydowanie mniej zależy od temperatury niż R_i detektora na podłożu GaAs. Równie niewielką zależność $R_i(T)$ wykazywał detektor opisany w podrozdziale 4.2.2. Zaobserwowane większe zmiany wartości R_i z temperaturą detektora na GaAs mogą być wynikiem wpływu podłoża. W temperaturach > 310 K wyższą czułość uzyskano dla ICIP na GaSb. Ponadto, charakterystyka otrzymana dla ICIP na GaAs wykazuje oscylacje interferencyjne, przez co jest ona nieco bardziej "zaszumiona" niż charakterystyka czułości zmierzona dla ICIP na GaSb.



Rysunek 61. Czulość prądowa detektorów osadzonych na GaAs (a) i GaSb (b) w funkcji długości fali w wybranych temperaturach z zakresu 240-360 K.

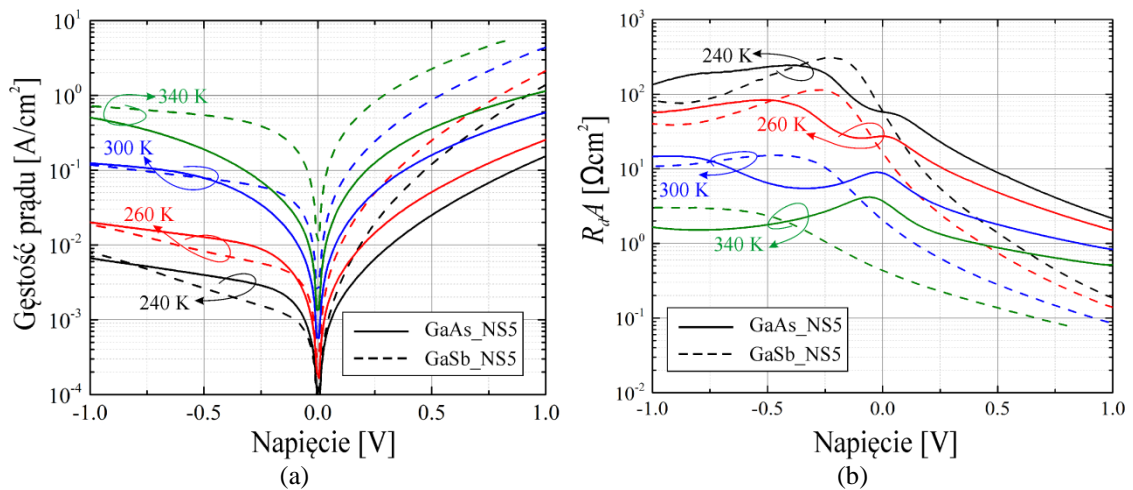
Rysunek 62 pokazuje zależność przerwy energetycznej detektora na GaSb od temperatury wyznaczoną zgodnie z metodą opisaną w poprzednim rozdziale. Czarna krzywa przedstawia równanie Varshniego (54) o parametrach $\alpha = 0.35 \text{ meVK}^{-1}$, $T_0 = 150 \text{ K}$ oraz $E_0 = 324 \text{ meV}$. W przypadku detektora na GaAs otrzymano bardzo zbliżone parametry: $\alpha = 0.33 \text{ meVK}^{-1}$, $T_0 = 150 \text{ K}$ oraz $E_0 = 324 \text{ meV}$.



Rysunek 62. Zależność temperaturowa przerwy energetycznej absorbera detektora na GaSb. Ciągła linia jest aproksymacją zależności Varshniego o parametrach: $\alpha = 0.35 \text{ meVK}^{-1}$, $T_0 = 150 \text{ K}$ oraz $E_0 = 324 \text{ meV}$.

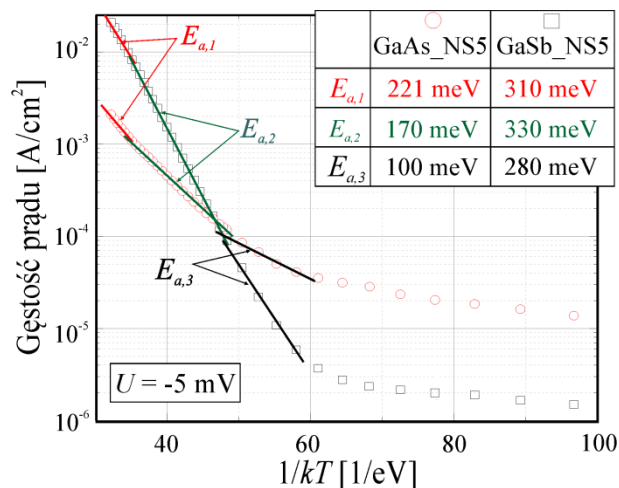
Pomiar charakterystyk elektrycznych został przeprowadzony w tym samym zakresie temperaturowym, co charakterystyk optycznych. Wykresy J_d-U oraz R_dA-U przedstawiono na rysunku 63. Napięcie zostało przyłożone w tym samym kierunku dla obu ICIP, tak, że dolny kontakt detektora stanowił anodę. W temperaturze 240 K, detektor osadzony na niedopasowanym sieciowo podłożu GaAs wykazuje wyższe prądy ciemne w zakresie napięcia wstecznego od 0 do 800 meV (rysunek 63a). W wyższych temperaturach $> 300 \text{ K}$ prądy ciemne detektora na GaAs w zakresie małych ujemnych

napięć zasilających są niższe. Charakterystyki R_dA-U (rysunek 63b) detektora na podłożu GaAs posiadają po dwa maksima. Przyczyną tego jest prawdopodobnie dodatkowe złącze p-n między absorberem a dolnym kontaktem, które nie występuje w strukturze osadzonej na GaSb. W całym zakresie napięć dodatnich, detektor osadzony na podłożu GaSb ma niższe gęstości prądu niż detektor na GaAs. W temperaturach powyżej 300 K iloczyn R_dA jest wyższy dla detektora na GaAs. W przypadku detektora osadzonego na GaAs zmiana temperatury z 300 na 340 K powoduje spadek R_dA z 8.7 na $3.6 \Omega\text{cm}^2$.



Rysunek 63. Zależność gęstości prądu ciemnego (a) oraz iloczynu R_dA (b) w funkcji napięcia zasilania w wybranych temperaturach z zakresu 240-340 K dla ICIP osadzonych na GaAs i GaSb.

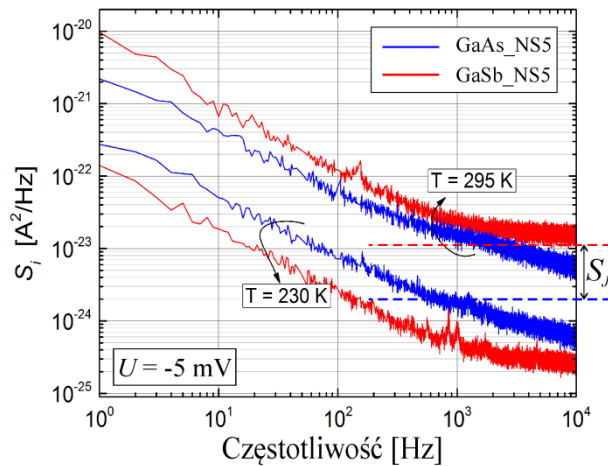
W celu zbadania mechanizmów przepływu prądów wyznaczono energie aktywacji (rysunek 64a). Szczególnie w przypadku detektora osadzonego na GaAs wyróżnić można trzy wartości E_a . Energia aktywacji zakresu wysokotemperaturowego 360-320 K dla tego detektora wynosi 221 meV, natomiast dla ICIP na GaSb 310 meV. Energia 170 meV (ICIP na GaAs) i 330 meV (ICIP na GaSb) dotyczy zakresu 320-240 K. Ostatnia energia $E_{a,3}$ została wyznaczona dla temperatur od 190 K do 240 K. Energia aktywacji ~ 300 meV ($E_{a,1}$ i $E_{a,2}$ dla ICIP na GaSb) jest bliska wartości przerwy energetycznej w 0 K wskazując, że jest to prąd dyfuzyjny. Niższa wartość E_a w przypadku detektora na GaAs wskazuje na obecność centrów $G-R$ wynikających z niedopasowania sieciowego. W niższym zakresie temperatur, energia aktywacji obu detektorów zmniejsza się w związku z większym udziałem rekombinacji SRH.



Rysunek 64. Wykres Arrheniusa gęstości prądu ciemnego przy napięciu -5 mV dla ICIP osadzonych na GaAs i GaSb. Linie ciągłe odpowiadają dopasowaniu do wyników eksperymentalnych i wskazują na wartość energii aktywacji.

Rysunek 65 przedstawia charakterystykę gęstości widmowej mocy prądu szumów w funkcji częstotliwości. Linie przerywane przedstawiają poziom szumu Johnsona w 295 K. W przypadku detektora na GaSb szum zmierzony oraz wyznaczony teoretycznie jest zbliżony, natomiast w przypadku detektora na GaAs, szumu $1/f$ występuje w większym zakresie częstotliwości, a wyznaczony szum Johnsona (linia przerywana) leży zdecydowanie poniżej zmierzonej charakterystyki. W temperaturze 230 K, ICIP na podłożu GaSb wykazuje niższe szумы niż ICIP na podłożu GaAs, podczas gdy w temperaturze pokojowej sytuacja jest odwrotna.

Na podstawie zmierzonych charakterystyk szumowych detektora oraz korzystając ze wzoru (5) można obliczyć wykrywalność detektora. W 300 K wykrywalność ograniczona szumem prądowym (przy $f = 10^4$ Hz), przyjmując zmierzone wartości szumu wynosi 3.2×10^9 cmHz^{1/2}/W i 1.1×10^9 cmHz^{1/2}/W odpowiednio dla detektora na GaAs i detektora na GaSb. Natomiast w 230 K wartości te zwiększają się odpowiednio do 9.8×10^9 cmHz^{1/2}/W i 8.3×10^9 cmHz^{1/2}/W.



Rysunek 65. Gęstość widmowa mocy prądu szumów w funkcji częstotliwości zmierzona przy ujemnym napięciu 5 mV dla ICIP osadzonych na GaAs i GaSb.

W tabeli 6 porównano wykrywalność obu ICIP w temperaturze 300 K przy zerowej polaryzacji, przy założeniu, że parametr ten jest ograniczony jedynie szumem termicznym S_{Jn} [patrz wzór (10)]. Obliczona tym sposobem wykrywalność dla $\lambda = 4 \mu\text{m}$ jest równa $D^* = 4.9 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ oraz $D^* = 1.2 \times 10^9 \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$ dla detektorów wykonanych odpowiednio z warstwy GaAs_NS5 i GaSb_NS5. W przypadku detektora na GaSb otrzymano wynik niewiele się różniący od D^* policzonej z uwzględnieniem prądu szumu zmierzonego eksperymentalnie.

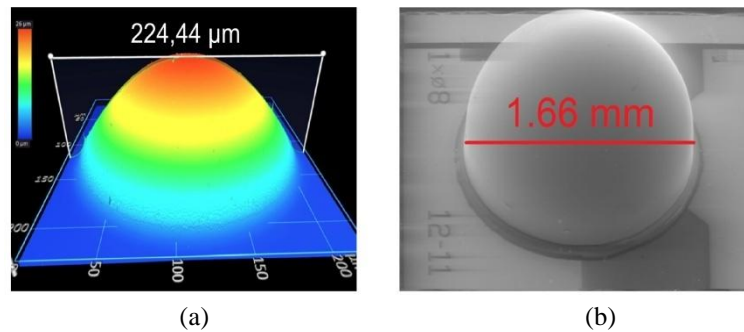
Poprawa wykrywalności może być osiągnięta dzięki zwiększeniu powierzchni optycznej detektora poprzez zastosowanie koncentratora optycznego (patrz podrozdział 1.2.1). Zastosowanie praktyczne technologii immersyjnej jest kłopotliwe ze względu na trudności w dopasowaniu materiałów detektora i soczewki. Firma Vigo System S.A. zaproponowała rozwiązanie w postaci soczewki zintegrowanej z detektorem, uformowanej z podłoża GaAs [96]. Alternatywne rozwiązanie dla podłoża GaSb uwzględnia proces trawienia "suchego" [97]. Rozwiązanie to pozwala na utworzenie soczewki hemisferycznej (rysunek 66a), natomiast metoda opracowana przez Vigo System S.A. soczewki hiperhemisferycznej (rysunek 66b).

Tabela 6 zawiera również wartości D^* , jakie mogą być osiągnięte przy zastosowaniu imersji optycznej. W obliczeniach założono soczewkę hiperhemisferyczną i hemisferyczną dla podłoża odpowiednio GaAs i GaSb. Otrzymany zysk wykrywalności w przypadku ICIP na podłożu GaAs jest zdecydowanie wyższy niż dla ICIP na GaSb i wynosi odpowiednio n^2 i n , gdzie n jest współczynnikiem załamania materiału podłoża. Wartości współczynników załamania przyjęto bazując na modelu Adachi [98] i wynoszą odpowiednio 3.3 dla GaAs i 3.7 dla GaSb.

Tabela 6. Wykrywalność detektorów ICIP na podłożach GaAs i GaSb w temperaturze 300 K.

	$R_i(0\text{ V})$ [A/W]	R_0A [Ωcm^2]	bez immersji optycznej D^* [$10^9\text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$]	z immersją optyczną D^* [$10^9\text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$]
ICIP na GaAs	0.20	10	4.9	54
ICIP na GaSb	0.11	2	1.2	4.5

Podsumowując, podłoże ma silny wpływ na parametry detekcyjne przyrządu. Związane jest to z dyslokacjami powstającymi w wyniku niedopasowania sieciowego badanych T2SL. ICIP osadzone na niedopasowanym sieciowo podłożu GaAs, przy zastosowaniu warstwy buforowej zmniejszającej naprężenia sieci mają wyższą czułość prądową, iloczyn R_0A , niższy szum i wyższą wykrywalność w temperaturze pokojowej. Jednak w niższych temperaturach wpływ dyslokacji niedopasowania staje się intensywniejszy, a parametry detekcyjne pogarszają się w porównaniu z parametrami ICIP na podłożu GaSb. Z drugiej strony, zastosowanie podłoża GaAs umożliwia stworzenie hiperhemisferycznej soczewki immersyjnej, która znacznie zwiększa D^* . Nawet, jeśli wykonamy zintegrowaną z detektorem soczewkę z GaSb, wykrywalność takiego ICIP jest o rząd wielkości mniejsza. Porównując parametry detekcyjne ICIP osadzonych na GaAs z typowymi detektorami fotowoltaicznymi HgCdTe w temperaturze pokojowej uzyskaliśmy podobną wartość wykrywalności. Oszacowana D^* z uwzględnieniem immersji optycznej ICIP na GaAs ma wyższą wartość niż D^* detektorów HgCdTe z immersją optyczną oferowanych przez Vigo System S.A. (produkt PVI-4, $D^* = 2 \times 10^{10}\text{ cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ [88]).

**Rysunek 66.** Soczewka immersyjna wykonana z GaSb (a) i GaAs (b).

4.3 ICIP "matched-absorbers"

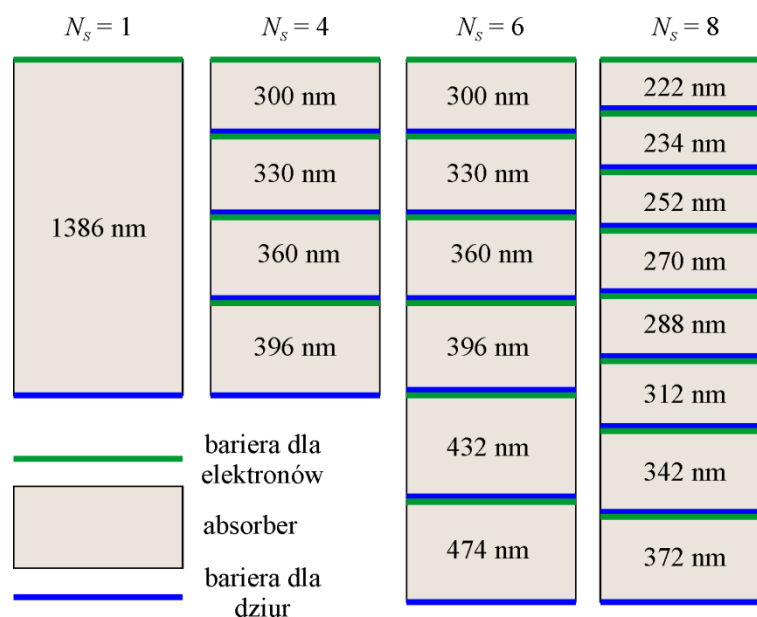
W rozdziale tym dokonano analizy pomiarów parametrów struktur ICIP "matched-absorbers" optymalizowanych na zakres LWIR wykonanych z siedmiu warstw epitaksjalnych: #3_NS1, #3_NS4, #3_NS6, #3_NS8, #4_NS4, #4_NS6 i #4_NS8, przedstawionych schematycznie na rysunku 67. Warstwy zostały wykonane w School of Electrical and Computer Engineering, University of Oklahoma w Norman

w stanie Oklahoma, metodą MBE przy użyciu Veeco GENxplor, na podłożach GaSb typu p (niedomieszkowanych). Z każdej warstwy epitaksjalnej została wykonana seria detektorów. Prezentowana w rozdziale analiza parametrów detekcyjnych dotyczy jedynie pojedynczych, wyselekcjonowanych detektorów z każdej serii. Wszystkie warstwy mają podobne absorbery bazujące na T2SL InAs/GaSb, a ich długofalowa granica czułości została przewidziana na zakres LWIR 8-12 μm w temperaturze pokojowej. Struktury te zostały zaprojektowane jako detektory typu "matched-absorbers".

Warstwa aktywna każdego z badanych detektorów domieszkowana jest na typ p na poziomie $2.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Bariera dla dziur oraz elektronów zbudowana jest z kilku studni kwantowych o zmiennej szerokości. W przypadku bariery dla dziur jest to InAs/AlSb QW, a barierę dla elektronów stanowi GaSb/AlSb QW. Badane warstwy o numerach #3 mają trzy studnie kwantowe w barierze dla elektronów. Zestaw warstw numer #3 obejmuje detektory z pojedynczym stopniem (#3_NS1), czterema (#3_NS4), sześcioma (#3_NS6) oraz ośmioma stopniami (#3_NS8) w kaskadzie. Wszystkie te detektory zbudowane są z supersieci o tym samym okresie (60Å) i takich samych obszarach barier. Natomiast skład okresu supersieci w przypadku detektorów serii #3_NS1 i #3_NS4 jest nieco inny od pozostałych. W warstwach tych, w strukturę supersieci wprowadzono dwie dodatkowe warstwy InSb, w celu wydłużenia czasu życia nośników. Całkowita grubość absorberów w detektorach o numerach #3_NS6 i #3_NS8 wynosi 2292 nm. Zestaw warstw o numerze #4 obejmuje detektory o trzech różnych architekturach: z czterema stopniami (#4_NS4), sześcioma (#4_NS6) oraz ośmioma (#4_NS8). Warstwy o tych numerach mają dodatkową studnię kwantową z GaSb (73Å) w barierze dla elektronów. Parametry warstw #3 i #4 zebrano w tabeli 7.

Z każdej warstwy po procesie wzrostu wykonano struktury typu "mesa" w kształcie kwadratu i wymiarach od 50 μm do 1000 μm (przy wykorzystaniu procesu fotolitografii oraz trawienia "na mokro"). Przyrządy poddano dwukrotnej pasywacji (Si_3N_4 i SiO_2). Kontakty elektryczne zostały wykonane przez naparowanie Ti/Au. Ostatnim etapem był montaż struktur na termochłodziarkach elektrycznych.

Badania zaprezentowane w niniejszym rozdziale obejmują charakteryzacje wyżej wymienionych struktur w temperaturach z zakresu 230-300 K.



Rysunek 67. Schemat struktury badanych ICIP T2SL InAs/GaSb typu "matched-absorbers", zaprojektowanych na zakres LWIR.

Tabela 7. Parametry architektury badanych warstw ICIP T2SL InAs/GaSb typu "matched-absorbers", zaprojektowanych na zakres LWIR.

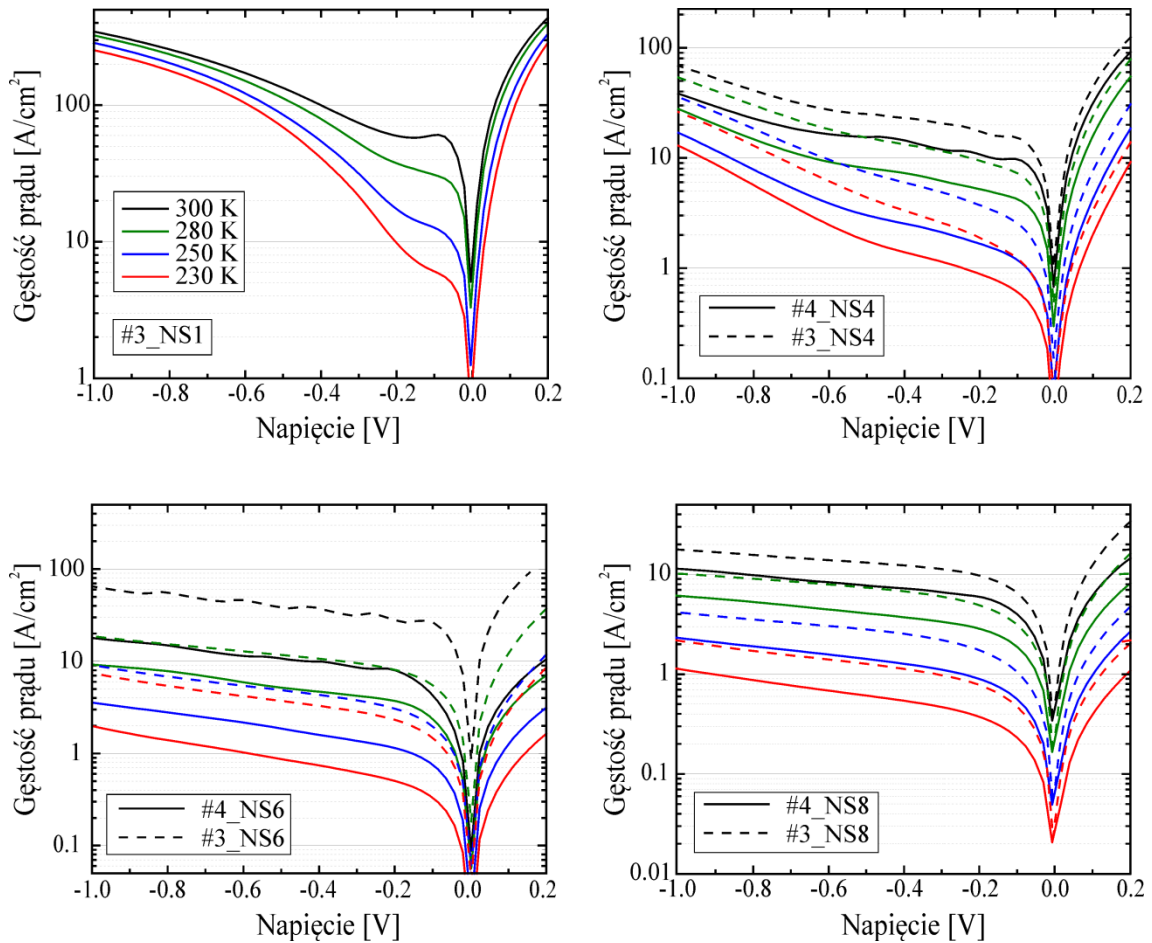
Numer warstwy	Liczba stopni, N_s	Grubość ML w okresie T2SL InAs/GaSb [\AA]	Grubość warstwy InSb [\AA]	Liczba QW w barierze dla elektronów
#3_NS1	1	24.7/31	2.1 + 2.2	3
#3_NS4	4	24.7/31	2.1 + 2.2	3
#3_NS6	6	25.2/31	1.9 + 1.9	3
#3_NS8	8	25.2/31	1.9 + 1.9	3
#4_NS4	4	25.2/31	1.9 + 1.9	4
#4_NS6	6	25.2/31	1.9 + 1.9	4
#4_NS8	8	25.2/31	1.9 + 1.9	4

4.3.1 Analiza charakterystyk elektrycznych

W rozdziale tym przeanalizowano parametry elektryczne detektorów ICIP "matched-absorbers" przy wykorzystaniu stanowisk pomiarowych opisanych w podrozdziale 4.1.1.

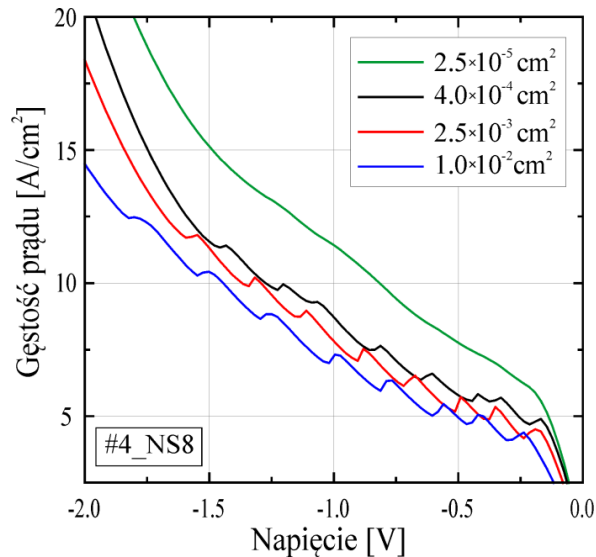
Charakterystyki gęstości prądu w funkcji przyłożonego napięcia zasilającego dla wybranych detektorów z każdej warstwy zostały przedstawione na rysunku 68. W każdej z nich, detektory z większą liczbą stopni w kaskadzie mają mniejsze prądy, co potwierdza teoretyczną zależność opisaną wzorem (36). Przykładowo, przy $U = -50$ mV i $T = 300$ K, gęstość prądu ciemnego detektora o $A_e = 2.5 \times 10^{-5}$ cm², wykonanego z warstwy o numerze #4 jest równa 7.3 A/cm², 2.7 A/cm² i 2.5 A/cm² dla odpowiednio ICIP cztero-, sześć- i ośmio-stopniowego. Ze względu na większą liczbę

QW w barierze dla elektronów przyrządy z warstw #4 mają mniejsze prądy ciemne niż ICIP z zestawu #3. Obecność dodatkowej studni kwantowej w tym obszarze powoduje tłumienie prądów tunelowych pomiędzy kolejnymi stopniami w kaskadzie.



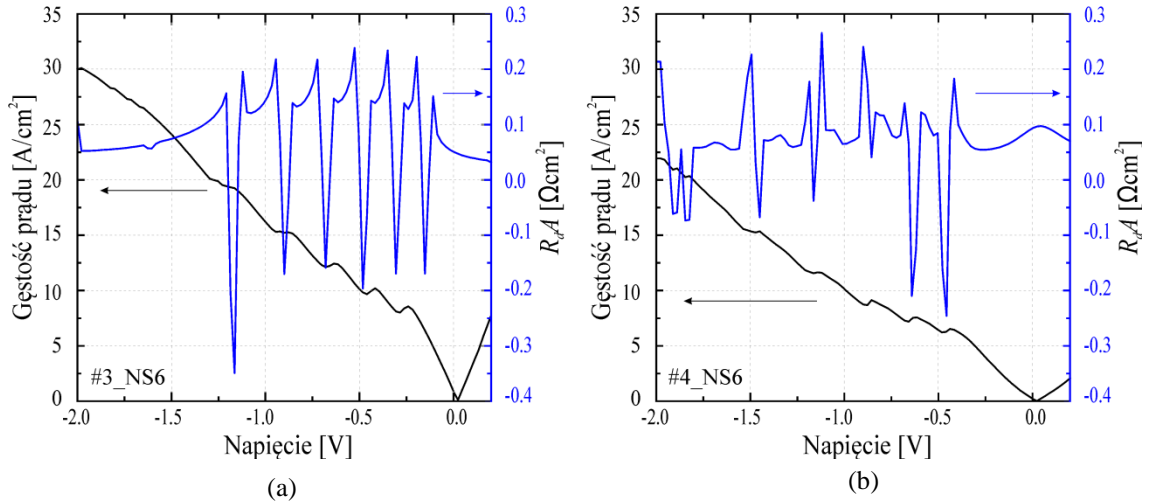
Rysunek 68. Charakterystyka gęstości prądu ciemnego w funkcji napięcia w temperaturze 300 K, 280 K, 250 K i 230 K (odpowiadające temperaturom kolory krzywych podano na pierwszym rysunku) dla wybranych detektorów o powierzchni 2.5×10^{-5} cm² z każdej warstwy.

Kształt charakterystyk prądowo-napięciowych w obszarze ujemnego napięcia wraz ze wzrostem temperatury powyżej 280 K ulega zmianie. W zakresie tym, pojawiają się przegięcia, które są tym bardziej widoczne im wyższa jest temperatura pracy oraz im większa jest powierzchnia detektora. Przykład charakterystyki J_d-U w temperaturze 300 K dla detektorów o różnych powierzchniach z warstwy #4_NS8 przedstawiono na rysunku 69. W celu większej przejrzystości zaobserwowanego zjawiska pokazano jedynie fragment charakterystyki dla ujemnych napięć. Widoczna na wykresach zależność od powierzchni spowodowana jest jedynie większymi różnicami w wartościach prądów.



Rysunek 69. Charakterystyka gęstości prądu ciemnego w funkcji napięcia w temperaturze 300 K dla wybranych detektorów z warstwy #4_NS8 różniących się polem powierzchni. Odpowiadające im wartości pola powierzchni podano na wykresie.

W celu wyjaśnienia obserwowanych zmian, na rysunku 70 przedstawiono charakterystyki J_d oraz R_dA w funkcji napięcia dla wybranych detektorów o powierzchni 0.01 cm^2 z warstwy #4_NS6 i #3_NS6 uzyskane w temperaturze 300 K. Prawa pionowa oś wskazuje wartość iloczynu rezystancji dynamicznej i powierzchni ICIP. Rezystancja dynamiczna w punktach przegięcia charakterystyk prądowo-napięciowych osiąga "piki" o wartościach ujemnych. Ich liczba odpowiada liczbie stopni w kaskadzie. Wyraźna zależność temperaturowa (niewidoczne $< 280 \text{ K}$) i korelacja z liczbą stopni kaskady sugeruje, że odpowiedzialnym za to zjawisko jest tunelowanie międzypasmowe nośników mniejszościowych przez bariery dla elektronów. Wraz ze wzrostem temperatury koncentracja elektronów rośnie powodując duży wzrost prądu tunelowego. W przypadku detektorów z warstw #3 bariera ta składa się z trzech GaSb/AlSb QW o grubości 53 \AA . Przy odpowiedniej wartości napięcia ujemnego, poziomy energetyczne w tych studniach kwantowych ulegają wyrównaniu i dopasowują się do minipasma przewodnictwa w kolejnym stopniu, powodując gwałtowny wzrost prądu ujawniający się w postaci "pików" na zmierzonych charakterystykach R_dA . Ich wielkość zależy od konstrukcji bariery dla elektronów, które w detektorach z warstw o numerach #4 są grubsze w porównaniu do #3. Obecność dodatkowej QW redukuje gęstość prądu ciemnego, a w związku z tym również wysokość "pików" R_dA .



Rysunek 70. Charakterystyka R_0A oraz J_d w funkcji napięcia dla wybranych detektorów o powierzchni 0.01 cm^2 z warstwy #3_NS6 (a) i #4_NS6 (b) w 300 K.

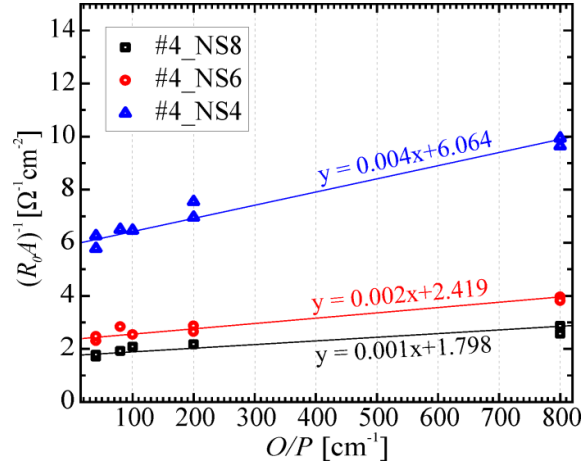
Zjawisko to nie zostało zaobserwowane w przypadku badanych detektorów ICIP na zakres MWIR w związku z inną budową bariery elektronowej. Ponadto, w przypadku zakresu MWIR koncentracja nośników mniejszościowych jest na niższym poziomie, ze względu na większą przerwę energetyczną.

W celu sprawdzenia obecności prądów upływności w badanych strukturach, na podstawie zmierzonych charakterystyk prądowo-napięciowych obliczono odwrotność iloczynu R_0A dla przyrządów o różnych rozmiarach powierzchni. Rysunek 71 przedstawia wartość tego parametru w funkcji ilorazu obwodu i pola powierzchni detektora (O/P) otrzymaną w temperaturze 230 K dla ICIP wykonanych z warstw o numerze #4. Udział prądów objętościowych (dolny indeks "b") i powierzchniowych (dolny indeks "s") w R_0A przyrządu można określić, dopasowując wartość odwrotności tego iloczynu do równania [99]:

$$\frac{1}{R_0A} = \left(\frac{1}{R_0A} \right)_b + \frac{1}{\rho_s} \left(\frac{O}{P} \right), \quad (61)$$

gdzie ρ_s jest opornością upływności krawędziowej przyrządu (w jęz. ang. *device sidewall resistivity*). Proste na wykresie są aproksymacją liniową punktów eksperymentalnych. Na podstawie równania (61), miejsce przecięcia linii trendu z osią y dotyczy prądu objętościowego, natomiast jej nachylenie prądu upływności powierzchniowej. Jak można zauważyć, wartość $(R_0A)^{-1}$ wykazuje zależność od wielkości detektora, co wskazuje na niedoskonałą pasywację przyrządów, a tym samym obecność wspomnianych prądów upływności. Wyznaczona rezystancja objętościowa $(R_0A)_b$ i rezystywność upływności krawędziowej (ρ_s) były największe

w czterostopniowym ICIP. Parametry dopasowania dla badanych struktur zebrano w tabeli 8. Ponadto, na podstawie wykresu można stwierdzić, że $(R_0A)^{-1}$ maleje dla ICIP o większej liczbie stopni w kaskadzie. W przypadku detektorów z warstw o numerze #3 uzyskane wartości są zbliżone do przedstawionych.



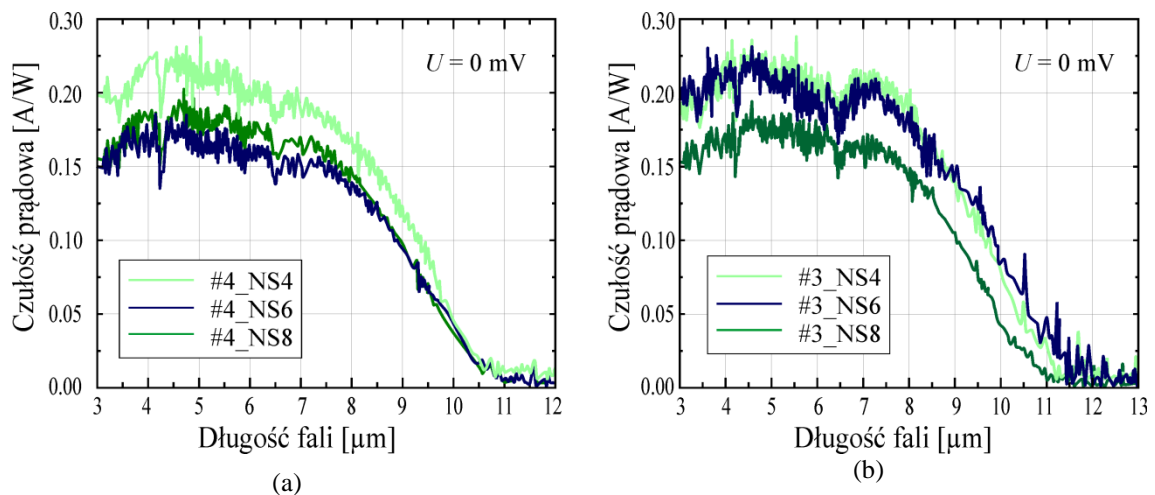
Rysunek 71. $(R_0A)^{-1}$ w funkcji ilorazu obwodu i powierzchni elektrycznej detektorów z warstwy #4_NS4, #4_NS6, #4_NS8 w temperaturze 230 K.

Tabela 8. Podsumowanie udziału czynnika objętościowego i powierzchniowego w R_0A ICIP z warstwy #4 w temperaturze 230 K.

Liczba stopni N_S	$(R_0A)_b$ [Ωcm^2]	ρ_s [Ωcm]
4	0.164	217
6	0.41	500
8	0.56	714

4.3.2 Analiza charakterystyk spektralnych

Charakterystyki spektralne ICIP zmierzono w temperaturach 230 K, 250 K, 280 K i 300 K. Rysunek 72 przedstawia czułość prądową detektorów o $N_S = 4, 6$ oraz 8 w temperaturze 300 K. Długofalowa granica czułości przy 50% spadku od jej maksymalnej wartości dla detektorów z warstw numer #3 i #4 wynosi między 9 a 10 μm . Czułości prądowe w tej temperaturze dla ICIP #3_NS4 i #3_NS6 są prawie równe i wynoszą 0.20-0.21 A/W przy 7 μm . Podobna sytuacja jest w przypadku czułości prądowych detektorów z warstw #4_NS6 i #4_NS8, dla których $R_i = 0.17$ -0.18 A/W. Porównując przyrządy o tej samej liczbie N_S , ICIP z czterema studniami w barierze dla elektronów wykazują niewiele niższe wartości czułości prądowej (~6%) niż ICIP z trzema studniami w barierze (#3), podczas gdy wartość prądu ciemnego została istotnie zredukowana, co pokazano na rysunku 70. Mniejszy sygnał ICIP jest skompensowany przez zwiększone tłumienie szumów, zatem stosunek sygnału do szumu w przypadku detektorów #4 jest większy niż dla detektorów #3 (patrz rysunek 73b).

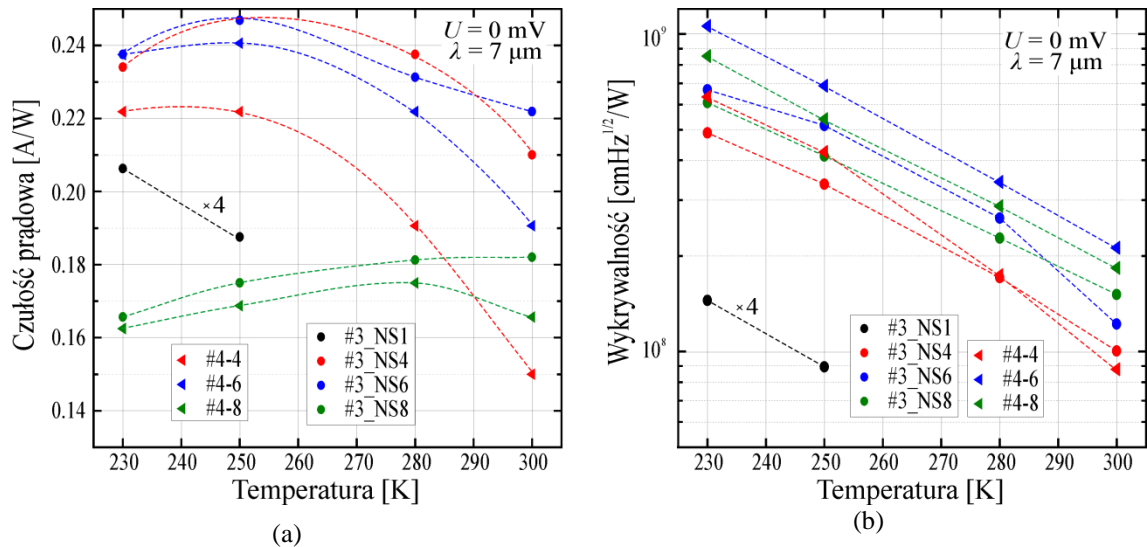


Rysunek 72. Czulość prądowa detektorów z warstwy #4 (a) i #3 (b) w funkcji długości fali zmierzona dla napięcia 0 V w temperaturze 300 K.

Rysunek 73a przedstawia zależność czulości prądowej zmierzonej dla 7 μm od temperatury w zakresie 230-300 K. Wartość czulości dla detektora o pojedynczym absorberze, dla lepszego porównania z innymi detektorami, została podzielona przez 4. Wartość R_i dla $N_S = 1$ (#3_NS1) maleje ze wzrostem temperatury, podczas gdy dla ICIP o czterech i sześciu stopniach czulość prądowa zwiększała się do 250 K. Ten wzrost wynika ze zmniejszenia się długości drogi dyfuzji wraz ze wzrostem temperatury i wyraźnie pokazuje przewagę wielostopniowych ICIP nad jednostopniowymi detektorami do zastosowań w warunkach podwyższonej temperatury. Ponadto, czulości prądowe detektorów o ośmiu stopniach rosły aż do 280 K, co może być związane ze zmniejszoną grubością absorbera w każdym stopniu kaskady w porównaniu do d w ICIP o czterech i sześciu stopniach. Jest to spowodowane możliwością efektywnego wykorzystania nośników o mniejszej długości drogi dyfuzji. Należy zaznaczyć, że ICIP o sześciu i ośmiu stopniach mają jednakową całkowitą grubość absorberów.

Rysunek 73b przedstawia wykrywalność badanych ICIP, zakładając, że jest ona ograniczona jedynie szumem termicznym ($U = 0$ V). W temperaturze 230 K ICIP z sześciostopniową kaskadą osiąga wyższe wartości niż ICIP z ośmioma stopniami, natomiast w temperaturze pokojowej sytuacja jest odwrotna (#3_NS6 i #3_NS8). Potwierdza to zaletę stosowania przyrządów wielostopniowych, jako przyrządów pracujących w warunkach HOT. Dodanie kolejnych stopni mogłoby istotnie podnieść parametry przyrządu w warunkach podwyższonej temperatury. Ponadto, jak pokazano w rozdziale 3.2.1 w tabeli 3, zaprojektowane grubości absorberów, nie wykorzystują w pełni możliwości oferowanych przez ICIP "matched-absorbers". Właściwie dobrane grubości absorberów, zgodnie z obliczeniami teoretycznymi, spowodowałyby wzrost

wykrywalności detektora. Jednakże, różnice w wartościach wykrywalności są nieznaczne, co również potwierdza obliczenia teoretyczne przedstawione w rozdziale 3.2.



Rysunek 73. Wykres czułości prądowej (a) oraz wykrywalności (b) wybranych detektorów w funkcji temperatury dla $\lambda = 7 \mu\text{m}$. Wyniki czułości prądowej oraz wykrywalności dla #3_NS1 zostały podzielone przez 4.

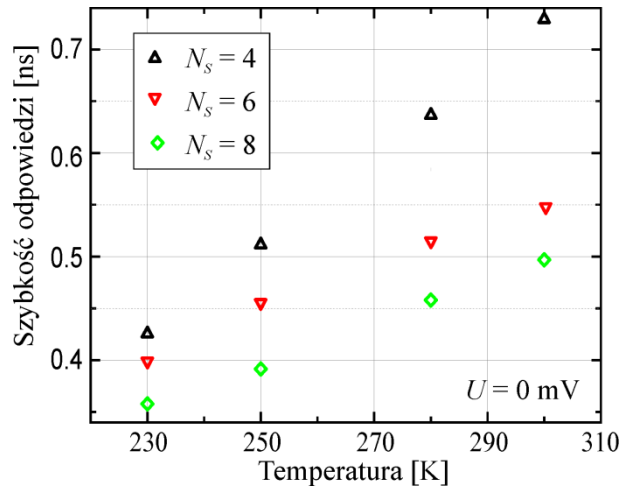
4.3.3 Analiza wpływu liczby kaskad na szybkość odpowiedzi oraz szumy detektorów

W rozdziale tym przedstawiono charakterystyki szybkości odpowiedzi oraz charakterystyki szumowe detektorów w zależności od liczby kaskad oraz temperatury.

Jak już wspomniano, czas odpowiedzi zależy między innymi od czasu transportu nośników przez strukturę. W związku z tym, zastosowanie cienkiego absorbera pozwala na osiągnięcie szybszych detektorów, natomiast powoduje obniżenie jego parametrów detekcyjnych, takich jak wydajność kwantowa. Natomiast, detektor kaskadowy zbudowany z wielu takich absorberów ma krótki czas odpowiedzi, przy zachowaniu wysokich parametrów detekcyjnych, co jest szczególnie atrakcyjne w warunkach HOT.

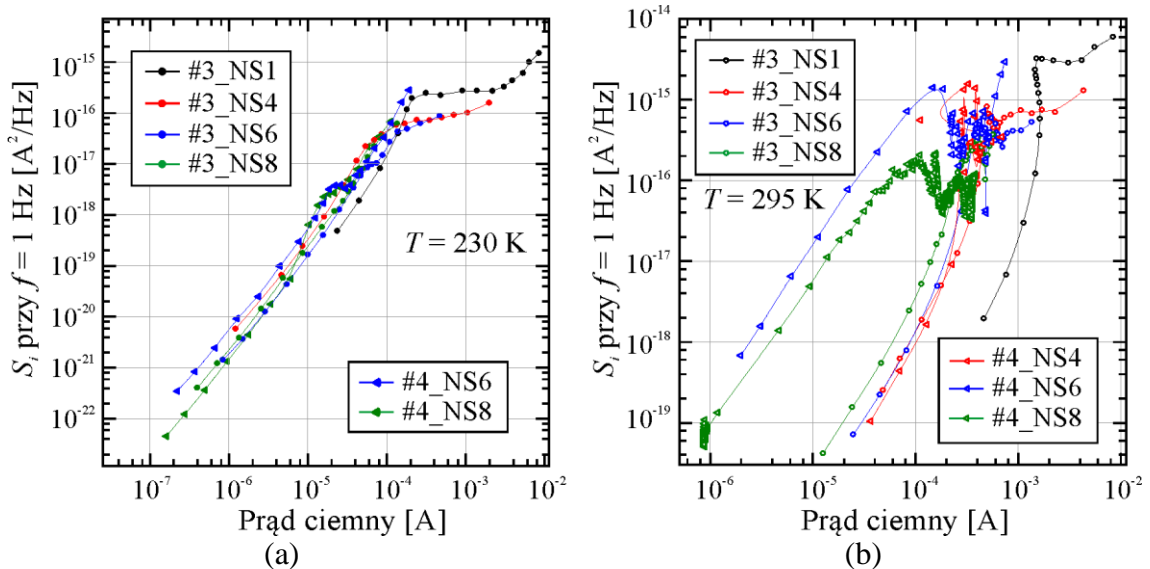
Rysunek 74 przedstawia szybkość odpowiedzi detektorów z warstwy #4 w funkcji temperatury. Dla każdego z badanych detektorów czas odpowiedzi rośnie liniowo wraz ze wzrostem temperatury. Ponadto, parametr ten maleje wraz ze zwiększaniem liczby stopni w kaskadzie. Najszybszym detektorem w całym zakresie temperatur jest ICIP z ośmioma stopniami. Ma on całkowitą grubość 2292 nm. Detektor sześciostopniowy o takiej samej grubości ma zbliżony czas odpowiedzi. Najwolniejszym okazał się detektor z czterema stopniami, pomimo, że jego grubość całkowita była najmniejsza. Największa różnica w szybkości odpowiedzi jest zauważalna w 300 K. W tej temperaturze czas odpowiedzi ICIP z $N_S = 4, 6$ i 8 wynosi

odpowiednio 0.73, 0.64 i 0.50 ns. Szybkość odpowiedzi detektorów z warstwy #3 z czterema, sześcioma i ośmioma stopniami w kaskadzie jest zbliżona do zaprezentowanych. Dla porównania czas odpowiedzi detektora #3_NS1 w 300 K wynosi 6 ns. Zatem zastosowanie architektury kaskadowej spowodowało 10-krotne skrócenie czasu odpowiedzi detektora.



Rysunek 74. Szybkość odpowiedzi w funkcji temperatury wybranych detektorów z warstw #4 przy zerowym napięciu zasilania.

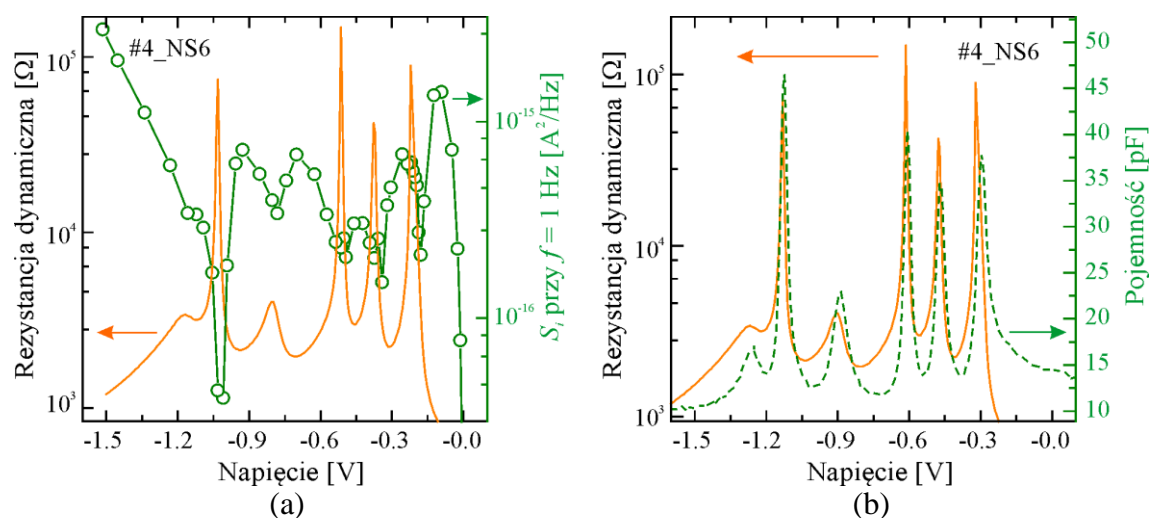
Podobnie jak w przypadku opisanych wcześniej ICIP "equal-absorbers", zmierzono szum detektorów w zakresie niskich częstotliwości. Gęstość widmową mocy prądu szumu przy $f = 1$ Hz w funkcji prądu ciemnego w temperaturze 230 K oraz 295 K pokazano na rysunkach 75a i 75b.



Rysunek 75. Gęstość widmowa mocy prądu szumów S_i dla częstotliwości 1 Hz zmierzona w temperaturze 230 K (a) i 295 K (b) w funkcji prądu ciemnego detektorów o powierzchni 2.5×10^{-5} cm².

Gęstość mocy szumu maleje wraz ze wzrostem liczby stopni w kaskadzie, szczególnie w temperaturze 295 K. Potwierdza to przydatność ICIP do zastosowań w aplikacjach

wymagających zwiększonej temperatury pracy. Charakter szumu $1/f$ jest liniowy dla niewielkich wartości prądu ciemnego. Wraz ze wzrostem prądu, fluktuacje S_i rosną, zwłaszcza w temperaturze pokojowej. Zmiany S_i w funkcji prądu ciemnego odpowiadają zagięciom charakterystyki gęstości prądu w funkcji napięcia omówionej w podrozdziale 4.3.1. W miejscach "pików" na charakterystykach R_d szum prądowy silnie maleje. Jest to lepiej widoczne na rysunku 76a przedstawiającym gęstość widmową mocy prądu szumów oraz rezystancję dynamiczną detektora #4_NS6 w funkcji przyłożonego napięcia. Prawa pionowa oś wykresu wskazuje odpowiednio gęstość mocy prądu szumu, a lewa oś rezystancję dynamiczną zmierzoną w tym samym czasie. Każdemu spadkowi rezystancji odpowiada wzrost gęstości widmowej prądu szumów. Natomiast, rysunek 76b przedstawia pojemność detektora w funkcji przyłożonego napięcia. Prawa pionowa oś dotyczy pojemności detektora. Jak można zauważyć, zamierzona charakterystyka szumowa oraz pojemności odpowiada zmianom rezystancji dynamicznej w funkcji napięcia. Wykres pojemności natomiast odpowiada przebiegowi charakterystyki R_d . Korelacja z liczbą stopni kaskady, jak również związek z podwyższoną temperaturą, potwierdza wniosek z podrozdziału 4.3.1, że odpowiedzialnym za to zjawisko jest tunelowanie międzypasmowe nośników mniejszościowych przez bariery dla elektronów.



Rysunek 76. Rezystancja dynamiczna oraz gęstość widmowa mocy prądu szumów S_i dla częstotliwości 1 Hz zmierzona w temperaturze 295 K (a) i pojemność (b) w funkcji prądu ciemnego detektorów o powierzchni 2.5×10^{-5} cm^2 z warstw #3_NS8 i #4_NS8.

Rozdział 5: Wnioski końcowe

Rozprawa jest poświęcona doświadczalnej i teoretycznej analizie wpływu technologii i konstrukcji międzypasmowych kaskadowych fotodetektorów podczerwieni na ich parametry detekcyjne, jak również wykazaniu zalet, jakie oferują, jako alternatywa dla konwencjonalnych przyrządów z pojedynczym absorberem, w szczególności w warunkach podwyższonej temperatury pracy. Międzypasmowe detektory kaskadowe są interesujące ze względu na swoją wielostopniową naturę. W pracy pokazano, że architektura kaskadowa w przypadku urządzeń fotowoltaicznych jest szczególnie przydatna, ponieważ umożliwia stosowanie cienkich absorberów, zapewniając zbieranie wzbudzonych nośników zanim zrekombinują. Kolejną zaletą przyrządów wielostopniowych jest to, że prądy ciemne maleją wraz ze wzrostem liczby kaskad. W przyrządach do konwersji energii niższy prąd prowadzi do mniejszego rozpraszania mocy przez rezystancję kontaktu elektrycznego. W fotodetektorach niższa wartość prądu i wyższa rezystancja detektora redukuje szumy pochodzące ze źródeł pasożytniczych, takich jak przedwzmacniacz.

Przedstawiony model teoretyczny międzypasmowego detektora kaskadowego pozwolił na ocenę właściwości transportu nośników. Model ten zakłada, że transport nośników odbywa się na zasadzie wymiany elektronów pomiędzy ich własnymi stanami energetycznymi. Rozważono dwie architektury detektorów ICIP: o równych absorberach oraz absorberach o zmiennej grubości, dobranej tak, aby wydajność kwantowa w każdym z nich była równa. Przeprowadzono analizę wpływu parametrów materiałowych absorbera oraz budowy ICIP na parametry detekcyjne przyrządu, jak również zaproponowano optymalną grubość absorbera w każdej z wymienionych architektur.

W pierwszej kolejności rozważono wpływ grubości absorbera na wydajność kwantową ICIP. W przypadku detektorów typu "matched-absorbers" wybór grubości pierwszego absorbera warunkuje grubości kolejnych, jak i maksymalną liczbę stopni w kaskadzie jaką można wykonać przy zachowaniu warunku równości wydajności kwantowych. Wyniki obliczeń pokazały, że im większa jest długość drogi dyfuzji nośników ładunku, tym większe wartości wydajności kwantowej jakie można osiągnąć w przypadku obu architektur przy grubszych absorberach. Maksymalne wartości wydajności kwantowych są wyższe w przypadku detektorów "matched-absorbers", natomiast w strukturach gorszej jakości (o krótszym L) różnica między maksymalną wydajnością kwantową, osiągalną przy założeniu optymalnej grubości absorbera, dla

obu architektur staje się praktycznie niezauważalna. W przypadku detektorów typu "matched-absorbers", wraz z wzrostem grubości pierwszego absorbera całkowita wydajność kwantowa ICIP rośnie. Wpływa to również na wzrost całkowitej grubości detektora, stanowiąc wyzwanie technologiczne oraz wydłużając czas odpowiedzi przyrządu.

W kolejnej części porównano obie architektury i zaproponowano ich optymalną budowę pod kątem maksymalizacji wykrywalności ICIP na zakres MWIR oraz LWIR. W obliczeniach założono obecność "dodatkowego wzmocnienia prądowego", zaobserwowanego w detektorach o równych absorberach. W ten sposób wyznaczona wykrywalność osiąga nieznacznie wyższą wartość dla ICIP "matched-absorbers" w porównaniu do "equal-absorbers". Tak niewielka różnica nie kompensuje trudności technologicznych związanych z produkcją ICIP o dopasowanych absorberach. Zatem obecność "dodatkowego wzmocnienia" znacznie zmniejsza racjonalność wytwarzania detektorów typu "matched-absorbers", przynajmniej z uwagi na poprawę wykrywalności. Większy wzrost wykrywalności ze wzrostem liczby stopni kaskady uzyskuje się w przypadku struktur optymalizowanych na zakres LWIR, ponieważ parametry materiałowe takie jak α i L są niższe dla tego zakresu długości fali. Wyniki te pokazują, że zastosowanie podejścia wielostopniowego jest korzystne dla uzyskiwania szybkich detektorów bez znacznego obniżania ich czułości, w porównaniu do czułości przyrządu z jednym absorberem. Podjęta analiza poprawy wykrywalności detektorów poprzez optymalizację ich architektury wykazała, że podejście wielostopniowe jest korzystne, w szczególności w zakresie LWIR.

W części eksperymentalnej pracy potwierdzono wyniki teoretycznych symulacji na bazie struktur ICIP wykonanych w przodujących ośrodkach zajmujących się technologią międzypasmowych detektorów kaskadowych podczerwieni. W badaniach tych wzięto pod uwagę szczególnie wpływ liczby stopni i grubości absorbera na czułość prądową i R_0A detektorów ICIP w zakresie wyższych temperatur. Wykazano, że detektory te posiadają potencjał pod kątem zastosowań w systemach pracujących w temperaturach powyżej 250 K. Wynika to zarówno z parametrów materiałowych T2SL, jak również z samej architektury kaskadowej. W temperaturach tych, wraz ze zwiększaniem liczby kaskad detektory wielostopniowe zachowują wysokie parametry detekcyjne, które silnie zmniejszają się dla przyrządów z pojedynczym absorberem. Badane detektory wielostopniowe wykorzystujące cienkie absorbery mają dużo większe wartości R_0A w długofalowym zakresie promieniowania podczerwonego od detektorów

z pojedynczym absorberem, co pozwala na utrzymanie wymaganych parametrów detekcyjnych w zakresie temperatur od 230 K do 380 K. Czułości prądowe w przypadku ICIP LWIR z ośmioma stopniami rosły aż do 280 K, w odróżnieniu do detektorów z czterema bądź sześcioma stopniami w kaskadzie, dla których wartości te obniżały się już powyżej 250 K. Ponadto, w temperaturze 230 K wykrywalność ośmiostopniowego detektora z warstwy #3 równa $6.1 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$ jest niższa niż wykrywalność ICIP z tej samej warstwy z $N_S = 6$, natomiast w 300 K wartość wykrywalności ICIP z ośmioma stopniami w kaskadzie wynosiła $1.5 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2} \text{ W}^{-1}$, co przewyższa D^* zmierzone dla detektora z $N_S = 6$. Parametr ten mógłby zostać zwiększony dzięki dodaniu kolejnych stopni w kaskadzie. Ważnym wynikiem przeprowadzonych badań było pokazanie wpływu materiału podłoża na parametry detekcyjne przyrządu, jak również udział prądów upływności w całkowitym prądzie płynącym przez międzypasmowy detektor kaskadowy. ICIP osadzone na niedopasowanym sieciowo podłożu GaAs (z warstwą buforową zmniejszającą naprężenia sieci) mają wyższe parametry detekcyjne w temperaturach powyżej 250 K w stosunku do ICIP na podłożu GaSb. Natomiast w niższych temperaturach parametry tych detektorów zmniejszają się z powodu silnego wpływu dyslokacji wynikających z niedopasowania sieci krystalicznej.

W pracy wskazano, że zastosowanie soczewki hiperhemisferycznej zintegrowanej z detektorem, jak również dobranie odpowiedniej metody pasywacji powierzchni umożliwiającej wyeliminowanie prądów upływności powierzchniowej pozwoli na istotne podniesienie wykrywalności przyrządów, które staną się konkurencyjne w stosunku do powszechnie stosowanego materiału HgCdTe. Z tego względu, istotnym zagadnieniem na przyszłość jest poprawa stanu technologii tych detektorów. W przypadku struktur wielostopniowych optymalizacja wzrostu struktur może być trudniejsza ze względu na dodatkowe skomplikowane warstwy barierowe. W ramach współpracy z firmą Vigo System S.A., w której prowadzone są badania nad technologią ICIP T2SL InAs/GaSb we wspólnej publikacji autorki z Ł. Kubiszyn i wsp. przedstawiono obecny stan technologii międzypasmowych detektorów kaskadowych [100]. Do tej pory osadzono struktury typu "equal-absorbers" o różnej liczbie N_S (1, 3 i 7) na podłożu GaAs na zakres MWIR, jednakże nie są one zoptymalizowane pod względem grubości absorberów. Wykrywalność ICIP o siedmiu stopniach w temperaturze pokojowej wynosi $3.6 \times 10^8 \text{ cmHz}^{1/2} / \text{W}$ dla $\lambda_{peak} = 4 \text{ }\mu\text{m}$, czyli jest porównywalna z wykrywalnością badanych w pracy detektorów o tej samej liczbie

stopni (na przykład #1_GaSb_NS7). Niemniej jednak, warto podkreślić, że detektory Vigo nie były pasywowane, jak również osadzono je na niedopasowanym podłożu GaAs. Prąd ciemny w tych detektorach jest zdominowany przez prądy upływności powierzchniowej. Zniwelowanie wpływu efektów powierzchniowych wymagać będzie eksperymentowania z różnymi materiałami do pasywacji i warunkami ich osadzania. Istotnym problemem do rozwiązania jest również wybór i optymalizacja właściwości materiału absorbera. Przyrządy przedstawione w części eksperymentalnej pracy wykorzystywały tylko absorbery T2SL InAs/GaSb. Jak jednak przedstawiono we wstępie rozprawy supersieć InAs/InAsSb jest bardziej obiecującym materiałem, w szczególności ze względu na większe czasy życia nośników, co pozwoli na podniesienie parametrów detekcyjnych przyrządu. Dotychczas międzypasmowe detektory kaskadowe nie były z tego materiału wykonywane, więc może to być istotne wyzwanie na przyszłość.

Podsumowując, teza pracy została udowodniona, wykazano, że międzypasmowe detektory kaskadowe z supersieci II rodzaju posiadają właściwości pozwalające na ich zastosowanie w temperaturach powyżej temperatury pokojowej.

Literatura

- [1] Z. Bielecki, A. Rogalski, *Detekcja sygnałów optycznych*. Warszawa: WNT, 2001.
- [2] J. Piotrowski, W. Gawron, "Ultimate performance of infrared photodetectors and figure of merit of detector material, " *Infrared Phys. Technol.*, vol. 38, no. 2, 63-68, 1997.
- [3] *Minamata Convention on Mercury 2013 UNEP* (www.mercury-convention.org).
- [4] D. L. Smith, C. Mailhot, "Proposal for strained type II superlattice infrared detectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 62, no. 6, 2545–2548, 1987.
- [5] M. A. Herman, "Półprzewodnikowe supersieci heterozłączone.", Warszawa IF PAN, 1983.
- [6] M. Razeghi *i wsp.*, "Antimonide-based type II superlattices: A superior candidate for the third generation of infrared imaging systems," *J. Electron. Mater.*, vol. 43, no. 8, 2802–2807, 2014.
- [7] A. M. Hoang, G. Chen, A. Haddadi, S. Abdollahi Pour, M. Razeghi, "Demonstration of shortwavelength infrared photodiodes based on type-II InAs/GaSb/AlSb superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, no. 21, 211101, 2012.
- [8] S. A. Pour, E. K. Huang, G. Chen, A. Haddadi, B. M. Nguyen, M. Razeghi, "High operating temperature midwave infrared photodiodes and focal plane arrays based on type-II InAs/GaSb superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 14, 143501, 2011.
- [9] N. Gautam, H. S. Kim, M. N. Kutty, E. Plis, L. R. Dawson, S. Krishna, "Performance improvement of longwave infrared photodetector based on type-II InAs/GaSb superlattices using unipolar current blocking layers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, no. 23, 231107, 2010.
- [10] D. Hoffman *i wsp.*, "The effect of doping the M -barrier in very long-wave type-II InAsGaSb heterodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 3, 031107, 2008.
- [11] K. Hackiewicz, P. Martyniuk, "Type-II InAs/GaSb (InAsSb) superlattices for interband cascade midwavelength detectors," *Opt. Eng.*, vol. 57, no. 02, 027106, 2018.
- [12] T. Ashley, C. T. Elliott, "Non-equilibrium mode of operation for infrared detection," *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 10, 451–452, 1985.
- [13] B. M. Nguyen, D. Hoffman, P. Y. Delaunay, M. Razeghi, "Dark current suppression in type II InAsGaSb superlattice long wavelength infrared photodiodes with M-structure barrier," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 91, no. 16, 163511, 2007.
- [14] S. Bogdanov, B. M. Nguyen, A. M. Hoang, M. Razeghi, "Surface leakage current reduction in long wavelength infrared type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 98, no. 18, 183501, 2011.
- [15] B. M. Nguyen, G. Chen, M. A. Hoang, M. Razeghi, "Growth and characterization of long-wavelength infrared type-II superlattice photodiodes on a 3-in GaSb wafer," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 47, no. 5, 686–690, 2011.

- [16] E. H. Steenbergen *i wsp.*, "Strain-balanced InAs/InAs_{1-x}Sb_x type-II superlattices grown by molecular beam epitaxy on GaSb substrates," *J. Vac. Sci. Technol. B, Nanotechnol. Microelectron. Mater. Process. Meas. Phenom.*, vol. 30, no. 2, 02B107, 2012.
- [17] D. Z. Y. Ting *i wsp.*, "A high-performance long wavelength superlattice complementary barrier infrared detector," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 2, 023508, 2009.
- [18] E. H. Aifer *i wsp.*, "W-structured type-II superlattice long-wave infrared photodiodes with high quantum efficiency," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 5, 053519, 2006.
- [19] E. H. Aifer *i wsp.*, "Shallow-etch mesa isolation of graded-bandgap 'W'-structured type II superlattice photodiodes," *J. Electron. Mater.*, vol. 39, no. 7, 1070–1079, 2010.
- [20] J. C. Kim *i wsp.*, "Controlling interfacial disorder and strain of W-structured type-II superlattices using As₂ flux," *J. Cryst. Growth*, vol. 303, no. 2, 515–519, 2007.
- [21] C. L. Canedy *i wsp.*, "Antimonide type-II 'w' photodiodes with long-wave infrared R_{0A} comparable to HgCdTe," *J. Electron. Mater.*, vol. 36, no. 8, 852–856, 2007.
- [22] I. Vurgaftman *i wsp.*, "Graded band gap for dark-current suppression in long-wave infrared W-structured type-II superlattice photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 12, 121114, 2006.
- [23] B. M. Nguyen, S. Bogdanov, S. A. Pour, M. Razeghi, "Minority electron unipolar photodetectors based on type II InAs/GaSb/AlSb superlattices for very long wavelength infrared detection," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 95, no. 18, 2007–2010, 2009.
- [24] B. M. Nguyen, D. Hoffman, P. Y. Delaunay, E. K. W. Huang, M. Razeghi, J. Pellegrino, "Band edge tunability of M-structure for heterojunction design in Sb based type II superlattice photodiodes," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 16, 163502, 2008.
- [25] B. M. Nguyen, D. Hoffman, E. K. W. Huang, P. Y. Delaunay, M. Razeghi, "Background limited long wavelength infrared type-II InAs/GaSb superlattice photodiodes operating at 110 K," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, no. 12, 123502, 2008.
- [26] B.-M. Nguyen, M. Razeghi, V. Nathan, G. J. Brown, "Type-II M structure photodiodes: an alternative material design for mid-wave to long wavelength infrared regimes," in *Proc. SPIE Quantum Sens. Nanophotonic Devices IV*, 2007, vol. 6479, 64790S.
- [27] O. Salihoglu *i wsp.*, "N structure for type-II superlattice photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 7, 073505, 2012.
- [28] K. Hackiewicz, P. Martyniuk, J. Rutkowski, "Optimal absorber thickness in long-wave multiple-stage detector," *Opt. Quantum Electron.*, vol. 51, no. 2, 57, 2019.
- [29] P. Martyniuk, K. Hackiewicz, "Interband cascade type-II infrared InAs/GaSb - current status and future trends," in *Proc. SPIE Electro-Optical and Infrared Systems: Technology and Applications XIV*, 2017, vol. 10433, 104330X.

- [30] T. Manyk, K. Hackiewicz, J. Rutkowski, P. Martyniuk, "Theoretical simulation of T2SLs InAs/GaSb cascade photodetector for HOT condition," *J. Semicond.*, vol. 39, no. 9, 094004, 2018.
- [31] P. Martyniuk, K. Hackiewicz, J. Rutkowski, J. Mikołajczyk, "Ultimate Performance of IB CID T2SLs InAs/GaSb and InAs/InAsSb Longwave Photodetectors for High Operating Temperature Condition," *J. Electron. Mater.*, vol. 48, no. 10, 6093–6098, 2019.
- [32] P. Martyniuk, A. Rogalski, "MWIR barrier detectors versus HgCdTe photodiodes," *Infrared Phys. Technol.*, vol. 70, 125–128, 2015.
- [33] D. Z. Ting, A. Soibel, S. D. Gunapala, "Hole effective masses and subband splitting in type-II superlattice infrared detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 18, 183504, 2016.
- [34] I. Vurgaftman *i wsp.*, "Interband absorption strength in long-wave infrared type-II superlattices with small and large superlattice periods compared to bulk materials," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 22, 222101, 2016.
- [35] B. Satpati, J. B. Rodriguez, A. Trampert, E. Tournié, A. Joullié, P. Christol, "Interface analysis of InAs/GaSb superlattice grown by MBE," *J. Cryst. Growth*, vol. 301–302, no. SPEC. ISS., 889–892, 2007.
- [36] R. Rehm *i wsp.*, "InAs/GaSb superlattices for advanced infrared focal plane arrays," *Infrared Phys. Technol.*, vol. 52, no. 6, 344–347, 2009.
- [37] Y. Livneh *i wsp.*, "K·p model for the energy dispersions and absorption spectra of InAs/GaSb type-II superlattices," *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.*, vol. 86, no. 23, 235311, 2012.
- [38] P. C. Klipstein *i wsp.*, "Modeling InAs/GaSb and InAs/InAsSb superlattice infrared detectors," *J. Electron. Mater.*, vol. 43, no. 8, 2984–2990, 2014.
- [39] G. J. Brown, S. Houston, F. Szmulowicz, "Type-II InAs/GaSb superlattices for very long wavelength infrared detectors," *Phys. E Low-Dimensional Syst. Nanostructures*, vol. 20, no. 3–4, 471–474, 2004.
- [40] E. R. Youngdale *i wsp.*, "Auger lifetime enhancement in InAs-Ga_{1-x}In_xSb superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 23, 3160–3162, 1994.
- [41] B. Klein *i wsp.*, "Carrier lifetime studies in midwave infrared type-II InAs/GaSb strained layer superlattice," *J. Vac. Sci. Technol. B, Nanotechnol. Microelectron. Mater. Process. Meas. Phenom.*, vol. 32, no. 2, 02C101, 2014.
- [42] D. Donetsky, G. Belenky, S. Svensson, S. Suchalkin, "Minority carrier lifetime in type-2 InAs-GaSb strained-layer superlattices and bulk HgCdTe materials," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 5, 052108, 2010.
- [43] D. Zuo, P. Qiao, D. Wasserman, S. Lien Chuang, "Direct observation of minority carrier lifetime improvement in InAs/GaSb type-II superlattice photodiodes via interfacial layer control," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 14, 114107, 2013.
- [44] S. P. Svensson, D. Donetsky, D. Wang, H. Hier, F. J. Crowne, G. Belenky, "Growth of type II strained layer superlattice, bulk InAs and GaSb materials for minority lifetime characterization," *J. Cryst. Growth*, vol. 334, no. 1, 103–107, 2011.

- [45] G. Belenky *i wsp.*, "Effects of carrier concentration and phonon energy on carrier lifetime in Type-2 SLS and properties of InAs_{1-x}Sb_x alloys," in *Proc. SPIE Infrared Technol. Appl. XXXVII*, 2011, vol. 8012, 80120W.
- [46] J. Pellegrino, R. DeWames, "Minority Carrier Lifetime Characteristics in Type II InAs/GaSb LWIR Superlattice n⁺p⁺ Photodiodes," in *Proc. SPIE Infrared Technol. Appl. XXXV*, 2009, vol. 7298, 72981U.
- [47] Y. Aytac *i wsp.*, "Effects of layer thickness and alloy composition on carrier lifetimes in mid-wave infrared InAs/InAsSb superlattices," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 105, no. 2, 022107, 2014.
- [48] B. V. Olson *i wsp.*, "Time-resolved optical measurements of minority carrier recombination in a mid-wave infrared InAsSb alloy and InAs/InAsSb superlattice," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 9, 092109, 2012.
- [49] Y. Aytac *i wsp.*, "Temperature-dependent optical measurements of the dominant recombination mechanisms in InAs/InAsSb type-2 superlattices," *J. Appl. Phys.*, vol. 118, no. 12, 125701, 2015.
- [50] B. V. Olson *i wsp.*, "Identification of dominant recombination mechanisms in narrow-bandgap InAs/InAsSb type-II superlattices and InAsSb alloys," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 103, no. 5, 052106, 2013.
- [51] L. Höglund *i wsp.*, "Influence of carrier concentration on the minority carrier lifetime in mid-wavelength infrared InAs/InAsSb superlattices," *Infrared Phys. Technol.*, vol. 70, 62–65, 2015.
- [52] B. C. Connelly, G. D. Metcalfe, H. Shen, M. Wraback, "Direct minority carrier lifetime measurements and recombination mechanisms in long-wave infrared type II superlattices using time-resolved photoluminescence," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 97, no. 25, 251117, 2010.
- [53] C. H. Grein, P. M. Young, M. E. Flatte, H. Ehrenreich, "Long wavelength InAs/InGaSb infrared detectors: Optimization of carrier lifetimes," *J. Appl. Phys.*, vol. 78, no. 12, 7143–7152, 1995.
- [54] E. H. Steenbergen *i wsp.*, "Significantly improved minority carrier lifetime observed in a long-wavelength infrared III-V type-II superlattice comprised of InAs/InAsSb," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 25, 97–100, 2011.
- [55] M. A. Kinch, F. Aqariden, D. Chandra, P.-K. K. Liao, H. F. Schaake, H. D. Shih, "Minority carrier lifetime in p-HgCdTe," *J. Electron. Mater.*, vol. 34, no. 6, 880-884, 2005.
- [56] M. A. Kinch *i wsp.*, "High operating temperature MWIR detectors," in *Proc. SPIE Infrared Technology and Applications XXXVI*, 2010, vol. 7660, 76602V.
- [57] V. C. Lopes, A. J. Syllaios, M. C. Chen, "Minority carrier lifetime in mercury cadmium telluride," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 8, no. 6, 824–841, 1993.
- [58] S. Krishnamurthy, T. N. Casselman, "A detailed calculation of the auger lifetime in p-type HgCdTe - ProQuest," vol. 29, no. 6, 828–831, 2000.
- [59] A. M. White, "The characteristics of minority-carrier exclusion in narrow direct gap semiconductors," *Infrared Phys.*, vol. 25, no. 6, 729–741, 1985.

- [60] S. Maimon, G. W. Wicks, "nBn detector, an infrared detector with reduced dark current and higher operating temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, no. 15, 151109, 2006.
- [61] D. Z. Ting *i wsp.*, "Antimonide-based barrier infrared detectors," *Proc. SPIE Infrared Technol. Appl. XXXVI*, 2010. vol. 7660, 76601R.
- [62] W. E. Tennant, D. Lee, M. Zandian, E. Piquette, M. Carmody, "MBE HgCdTe technology: A very general solution to IR detection, described by 'rule 07', a very convenient heuristic," *J. Electron. Mater.*, vol. 37, no. 9, 1406–1410, 2008.
- [63] R. S. Tuley, R. J. Nicholas, "Band gap dependent thermophotovoltaic device performance using the InGaAs and InGaAsP material system," *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no. 8, 084516, 2010.
- [64] R. Q. Yang, "Infrared laser based on intersubband transitions in quantum wells," *Superlattices and Microstructures*, vol. 17, no. 1., 77–83, 1995.
- [65] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, A. Y. Cho, "Quantum cascade laser," *Science*, vol. 264, no. 5158, 553–556, 1994.
- [66] R. Maulini, rozprawa doktorska "Broadly tunable mid-infrared quantum cascade lasers for spectroscopic applications," 2006.
- [67] R. Q. Yang *i wsp.*, "High power mid-infrared interband cascade lasers based on type-II quantum wells," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, no. 17, 2409–2411, 1997.
- [68] J. R. Meyer, C. A. Hoffman, F. J. Bartoli, L. R. Ram-Mohan, "Type-II quantum-well lasers for the mid-wavelength infrared," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 6, 757–759, 1995.
- [69] I. Vurgaftman *i wsp.*, "Rebalancing of internally generated carriers for mid-infrared interband cascade lasers with very low power consumption," *Nat. Commun.*, vol. 2, no. 1, 2011.
- [70] J. V. Li, R. Q. Yang, C. J. Hill, S. L. Chuang, "Interband cascade detectors with room temperature photovoltaic operation," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, no. 10, 101102, 2005.
- [71] S. Bandara, "Doping dependence of minority carrier lifetime in long-wave Sb-based type II superlattice infrared detector materials," *Opt. Eng.*, vol. 50, no. 6, 061015, 2011.
- [72] N. Baril *i wsp.*, "Optimization of thickness and doping of heterojunction unipolar barrier layer for dark current suppression in long wavelength strain layer superlattice infrared detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 1, 013509, 2013.
- [73] H. Lotfi, R. T. Hinkey, L. Li, R. Q. Yang, J. F. Klem, M. B. Johnson, "Narrow-bandgap photovoltaic devices operating at room temperature and above with high open-circuit voltage," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 102, no. 21, 211103, 2013.
- [74] R. Q. Yang *i wsp.*, "Gain and resonant tunneling in interband cascade IR photodetectors," in *Proc. SPIE Quantum Sensing and Nano Electronics and Photonics XV*, 2018, vol. 10540, 105400E.
- [75] W. Huang *i wsp.*, "Electrical gain in interband cascade infrared photodetectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 123, no. 11, 113104, 2018.

- [76] L. Lei *i wsp.*, "Midwavelength interband cascade infrared photodetectors with superlattice absorbers and gain," *Opt. Eng.*, vol. 57, no. 01, 011006, 2017.
- [77] R. T. Hinkey, R. Q. Yang, "Theory of multiple-stage interband photovoltaic devices and ultimate performance limit comparison of multiple-stage and single-stage interband infrared detectors," *J. Appl. Phys.*, vol. 114, no. 10, 104506, 2013.
- [78] W. Schottky, "Über spontane Stromschwankungen in verschiedenen Elektrizitätsleitern (Tłumaczenie angielskie: On spontaneous current fluctuations in various electrical conductors)," *Ann. Phys.*, vol. 362, no. 23, 541–567, 1918.
- [79] W. A. Beck, "Photoconductive gain and generation-recombination noise in multiple-quantum-well infrared detectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, no. 26, 3589–3591, 1993.
- [80] C. Schönbein, H. Schneider, R. Rehm, M. Walther, "Noise gain and detectivity of n -type GaAs/AlAs/AlGaAs quantum well infrared photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 9, 1251–1253, 1998.
- [81] H. Lotfi *i wsp.*, "High-frequency operation of a mid-infrared interband cascade system at room temperature," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 108, no. 20, pp. 1–5, 2016.
- [82] L. Lei *i wsp.*, "Long wavelength interband cascade infrared photodetectors operating at high temperatures," *J. Appl. Phys.*, vol. 120, no. 19, 193102, 2016.
- [83] D. Hofstetter, F. R. Giorgetta, E. Baumann, Q. Yang, C. Manz, K. Köhler, "Mid-infrared quantum cascade detectors for applications in spectroscopy and pyrometry," *Appl. Phys. B Lasers Opt.*, vol. 100, no. 2, 313–320, 2010.
- [84] H. Lotfi *i wsp.*, "Short-wavelength interband cascade infrared photodetectors operating above room temperature," *J. Appl. Phys.*, vol. 119, no. 2, 023105, 2016.
- [85] R. Q. Yang, Z. Tian, Z. Cai, J. F. Klem, M. B. Johnson, H. C. Liu, "Interband-cascade infrared photodetectors with superlattice absorbers," *J. Appl. Phys.*, vol. 107, no. 5, 054514, 2010.
- [86] N. Gautam *i wsp.*, "High operating temperature interband cascade midwave infrared detector based on type-II InAs/GaSb strained layer superlattice," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, no. 2, 021106, 2012.
- [87] Z. Tian *i wsp.*, "Interband cascade infrared photodetectors with enhanced electron barriers and p -type superlattice absorbers," *J. Appl. Phys.*, vol. 111, no. 2, 024510, 2012.
- [88] [Online] <http://www.vigo.com.pl>.
- [89] Ł. Ciura, A. Kolek, W. Gawron, A. Kowalewski, D. Stanaszek, "Measurements of Low Frequency Noise of Infrared Photo-Detectors with Transimpedance Detection System," *Metrol. Meas. Syst.*, vol. 21, no. 3, 461–472, 2014.
- [90] S. H. Huang, G. Balakrishnan, A. Khoshakhlagh, A. Jallipalli, L. R. Dawson, D. L. Huffaker, "Strain relief by periodic misfit arrays for low defect density GaSb on GaAs," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, no. 13, 131911, 2006.
- [91] S. Huang, G. Balakrishnan, D. L. Huffaker, "Interfacial misfit array formation for GaSb growth on GaAs," *J. Appl. Phys.*, vol. 105, no. 10, 103104, 2009.

- [92] W. Pusz *i wsp.*, "Mid-wavelength infrared type-II InAs/GaSb superlattice interband cascade photodetectors," *Opt. Eng.*, vol. 53, no. 4, 043107, 2014.
- [93] I. Studenyak, M. Kranj, M. Kurik, "Urbach Rule in Solid State Physics," *Int. J. Opt. Appl.*, vol. 4, no. 3, 76–83, 2014.
- [94] J. I. Pankove, "Absorption Edge of Impure Gallium Arsenide," *Phys. Rev.*, vol. 140, no. 6A, A2059–A2065, 1965.
- [95] Y. P. Varshni, "Temperature dependence of the energy gap in semiconductors," *Physica*, vol. 34, no. 1, 149–154, 1967.
- [96] P. Martyniuk *i wsp.*, "Mid-wave T2SLs InAs/GaSb single pixel PIN detector with GaAs immersion lens for HOT condition," *Solid. State. Electron.*, vol. 119, 1–4, 2016.
- [97] A. Soibel *i wsp.*, "High operating temperature nBn detector with monolithically integrated microlens," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 112, no. 4, 041105, 2018.
- [98] S. Adachi, "Optical dispersion relations for GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, InSb, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, and $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$," *J. Appl. Phys.*, vol. 66, no. 12, 6030–6040, 1989.
- [99] H. K. Chung, M. A. Rosenberg, P. H. Zimmermann, "Origin of 1/f noise observed in $\text{Hg}_{0.7}\text{Cd}_{0.3}\text{Te}$ variable area photodiode arrays," *J. Vac. Sci. Technol. A Vacuum, Surfaces, Film.*, vol. 3, no. 1, 189–191, 1985.
- [100] Ł. Kubiszyn *i wsp.*, "Molecular beam epitaxy growth and characterization of interband cascade infrared detectors on GaAs substrates," *J. Cryst. Growth*, vol. 534, 125512, 2020.